

Strömungscharakteristika und Wärmeübertragung eines angeregten Fallfilms

Flow Characteristics and Heat Transfer of a Stimulated Falling Film

Vom Fachbereich Maschinenbau der Technischen Universität Darmstadt
zur Erlangung des akademischen Grades Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)
genehmigte Dissertation von Timm Schröder, M.Sc. aus Bad Wildungen
Tag der Einreichung: 09.01.2019, Tag der Prüfung: 10.04.2019
Darmstadt — D 17

1. Gutachten: Apl. Prof. Dr. Tatiana Gambaryan-Roisman
2. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Peter Stephan
3. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Eugeny Kenig



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Maschinenbau
Fachgebiet Technische Thermodynamik

Strömungscharakteristika und Wärmeübertragung eines angeregten Fallfilms
Flow Characteristics and Heat Transfer of a Stimulated Falling Film

Genehmigte Dissertation von Timm Schröder, M.Sc. aus Bad Wildungen

1. Gutachten: Apl. Prof. Dr. Tatiana Gambaryan-Roisman
2. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Peter Stephan
3. Gutachten: Prof. Dr.-Ing. Eugeny Kenig

Tag der Einreichung: 09.01.2019

Tag der Prüfung: 10.04.2019

Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: urn:nbn:de:tuda-tuprints-87427

URL: <https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/8742>

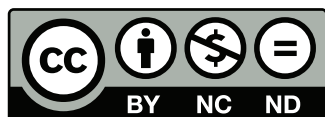
Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,

E-Publishing-Service der TU Darmstadt

<https://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>

tuprints@ulb.tu-darmstadt.de

Jahr der Veröffentlichung der Dissertation auf TUpints: 2019



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:

Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 4.0 International

<https://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/4.0>

Ehrenwörtliche Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, Timm Schröder, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter und nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die den Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht worden. Die elektronische Version der Arbeit stimmt mit der schriftlichen Version überein. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Darmstadt, den 09. Januar 2019



Danke an alle, die meinen Horizont erweitert haben!



Vorwort

Diese Arbeit entstand im Rahmen meiner Tätigkeit als wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet für Technische Thermodynamik (TTD) der Technischen Universität Darmstadt unter der Leitung von Herrn Prof. Dr.-Ing. Peter Stephan. Er hat meine Promotion ermöglicht, indem er mir das nötige Vertrauen entgegengebracht und hervorragende Rahmenbedingungen durch die Ausstattung des Fachgebiets in finanzieller und technischer Hinsicht geschaffen hat.

Frau Apl. Prof. Dr. Tatiana Gambaryan-Roisman möchte ich für die Betreuung meiner Arbeit danken. Die fachlichen Diskussionen haben mich stets weiter voran gebracht. Herrn Prof. Dr.-Ing. Eugeny Kenig danke ich für die Übernahme des Korreferats.

Ohne die Unterstützung durch die Mitarbeiter der mechanischen Werkstatt wäre der Aufbau der Versuchsanlage nicht möglich gewesen. Besonders möchte ich mich bei Roland Berntheisel und Dirk Feldmann bedanken, die mit ihrer Erfahrung manch knifflige konstruktive Aufgabe zu lösen wussten. Mein weiterer Dank für eine sehr gute Zusammenarbeit gilt dem Techniker des Fachgebiets, Robert Schrod. Gaby Gunkel und Heike Kagerbauer danke ich für die Hilfe in allen Verwaltungsangelegenheiten.

Bei allen Studierenden, die mich während meiner Arbeit unterstützt haben, möchte ich mich ebenfalls herzlich bedanken. Ein besonderer Dank gilt hier Felix Zimmermann, Lena Endres und Yannick Fischer.

Dem Kollegium des Fachgebiets danke ich für die gute Zusammenarbeit und das angenehme Arbeitsklima. Die Zeit auf gemeinsamen Konferenzen und Ausflügen hat schöne Erinnerungen hinterlassen. Martin Freystein und Niklas Preußner danke ich für die Korrektur meiner Arbeit.

Von Herzen danke ich meiner Familie, insbesondere meinen Eltern, für ihr Verständnis und dass sie mich immer bei meinen Entscheidungen unterstützt haben. Abschließend gilt der größte Dank Karina, die die nötige Motivation zum Gelingen dieser Arbeit geschaffen hat.

Darmstadt, im Dezember 2018

Timm Schröder



Kurzfassung

Fallfilme werden in vielen technischen Prozessen zur Kühlung, Kondensation und Verdampfung verwendet. Die Hydrodynamik und die Wärmeübertragung dieser welligen Flüssigkeitsfilme sind von Bedeutung zur Auslegung entsprechender Anlagen. In der Literatur wird die Hydrodynamik von dünnen Filmen an senkrechten Wänden ausführlich beschrieben. Dort wurde gezeigt, dass die Wellen des Films einen positiven Einfluss auf die Wärmeübertragung haben. Ausführliche Untersuchungen zum Einfluss der Anregungsfrequenz der Wellen sowie deren Amplitude auf den Wärmetransport des Films wurden jedoch bisher nicht hinreichend durchgeführt.

Aus diesem Grund wurde in der vorliegenden Arbeit gezielt der Einfluss der Wellenanregung auf die Wärmeübertragung untersucht. So soll für dieses Themengebiet eine fundierte Grundlage für folgende Arbeiten geschaffen werden. Dafür wurde ein Versuchsstand aufgebaut, mit dem die Strömungscharakteristika und die Wärmeübertragung eines definiert periodisch angeregten Fallfilms hoch aufgelöst untersucht werden können. Mittels eines chromatisch-konfokalen Abstandsmesssystems wurde die Filmdicke erfasst und mit einem Kamerasystem die Filmoberfläche fotografiert und ausgewertet. Die Wärmeübertragung wurde mit Wandtemperaturmessungen analysiert.

Abstract

Falling films are used in many technical processes for cooling, condensation and evaporation. The hydrodynamics and the heat transfer of these wavy liquid films are important for the design of machines. The literature describes the hydrodynamics of thin films on vertical walls in detail, revealing that the waves of the film have a positive impact on the heat transfer. However, extensive studies on the impact of the stimulation frequency of the waves and their amplitude on the heat transfer of the film have not yet been sufficiently performed.

Due to this, the present work investigated the influence of wave stimulation on heat transfer. Thus, a solid basis for following work was created for this topic. For this purpose, a test stand was set up with which the flow characteristics and the heat transfer of a defined, periodically stimulated falling film can be investigated in a high-resolution manner. The film thickness was recorded with a chromatic-confocal distance measuring system and the film surface was photographed and evaluated with a camera system. The heat transfer was analyzed with wall temperature measurements.

Die durchgeführten Experimente wurden in einem weiten Parameterbereich mit den gezielt variierten Parametern Anregungsfrequenz sowie -amplitude, Fluidmassenstrom, Wärmestromdichte und Neigungswinkel der Fallwand durchgeführt. Zunächst konnte gezeigt werden, dass sich die Wellenformen abhängig von der Anregungsfrequenz entlang der Strömungsrichtung unterschiedlich entwickeln. Weiterhin hat die initiale Amplitude der periodischen Anregung, auf die in bisherigen Arbeiten nicht eingegangen wurde, einen deutlichen Einfluss auf die Entwicklung der Wellen. Zu den weiteren untersuchten Wellencharakteristika zählen die mittlere Filmdicke, die Wellenfrequenz, die Wellenmaxima sowie -minima, die Filmdickenverteilung, die Wellenlänge und -geschwindigkeit.

Ein Vergleich der experimentellen Ergebnisse mit extrapolierten bekannten Korrelationen lieferte keine ausreichende Übereinstimmung und die Parameter der Korrelationen wurden an die experimentellen Daten angepasst. Durch die Analysen der Wandtemperaturmessungen zeigte sich ebenfalls ein starker frequenzabhängiger Einfluss der Wellenanregung auf die Wärmeübertragung. In bestimmten Frequenzbereichen konnte der Wärmetransport verbessert werden. Diese Frequenzbereiche korrespondieren mit dem Auftreten ausgeprägter Wellenminima in der Filmströmung.

The experiments were carried out in a wide parameter range with the specifically varied parameters frequency and amplitude of stimulation, as well as mass flow, heat flux and angle of inclination of the wall. First, it was shown that the wave forms develop depending on the stimulation frequency along the flow direction. The amplitude of the periodic stimulation, which was not analyzed in previous work, has a significant impact on the development of the waves. The other investigated wave characteristics include the average film thickness, the wave frequency, the wave maxima and minima, the film thickness distribution, the wavelength and velocity.

A comparison of the experimental results with extrapolated correlations did not provide a sufficient agreement and the parameters of the correlations were adapted to the experimental data. The analysis of the wall temperature measurements also revealed a strong frequency-dependent influence of the wave stimulation on the heat transfer. In certain frequency ranges, the heat transfer could be improved. These frequency ranges correspond to the occurrence of pronounced wave minima in the film flow.





Inhaltsverzeichnis

Kurzfassung	VII
Nomenklatur	XV
1 Einleitung	1
2 Stand der Forschung und Ziele dieser Arbeit	3
2.1 Hydrodynamik von Fallfilmen	3
2.2 Wärmeübertragung von Fallfilmen	10
2.3 Methoden und Untersuchungen zur Beeinflussung des Fallfilms	14
2.4 Methoden der Filmvermessung	15
2.5 Ziele dieser Arbeit	17
3 Experimenteller Aufbau, Messtechnik und Versuchsdurchführung	19
3.1 Anforderungen an die Versuchsanlage	19
3.2 Experimenteller Aufbau	20
3.2.1 Aufbau der Fallwand	20
3.2.2 Filmerzeugung und Fluidkonditionierung	22
3.2.3 Wellenanregung	24
3.3 Messtechnik und Datenerfassung	25
3.3.1 Fotografische Erfassung der Filmoberfläche	26
3.3.2 Chromatisch-konfokale Schichtdickenmessung	27
3.3.3 Temperaturmessung	30
3.3.4 Datenerfassung und -verarbeitung	31
3.4 Versuchsdurchführung	31
3.5 Abschätzung der Wärmeverlustströme	32
3.6 Datenauswertungsmethoden	33
3.6.1 Temperatúrauswertung	33
3.6.2 Filmdickenauswertung	34
3.6.3 Wellenlängen und -geschwindigkeitsauswertung	35
3.7 Betrachtung der Messunsicherheiten und Kalibrierung der Messaufnehmer	36
4 Ergebnisse und Diskussion	39
4.1 Hydrodynamische Charakteristika	40
4.1.1 Wellenformen	40
4.1.2 Wellenfrequenz	45
4.1.3 Mittlere Filmdicke und Standardabweichung	47
4.1.4 Wellenmaxima	50
4.1.5 Wellenminima	56

4.1.6	Filmdickenverteilung	58
4.1.7	Wellenlänge	66
4.1.8	Wellengeschwindigkeit	66
4.1.9	Vergleich mit Korrelationen und Daten aus der Literatur	68
4.2	Wärmetransport	70
4.2.1	Wandtemperaturverlauf entlang der Strömungsrichtung	70
4.2.2	Einfluss der Wellenanregung auf den Wärmetransport	72
4.3	Verknüpfung von hydrodynamischen Charakteristika und Wärmetransport	76
5	Zusammenfassung, Fazit und Ausblick	81
	Literaturverzeichnis	87
	Abbildungsverzeichnis	93
	Tabellenverzeichnis	97
A	Anhang	99
A.1	Bauteile, Geräte und Komponenten des experimentellen Aufbaus	99





Nomenklatur

Lateinische Buchstaben

Zeichen	Bedeutung	Einheit
A	Amplitude	m
a	Temperaturleitfähigkeit	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
B	Breite	m
c	spezifische Wärmekapazität	$\text{J kg}^{-1} \text{K}^{-1}$
C	Variable	—
d	Distanz	m
f	Frequenz	Hz
h	Filmdicke	m
i	Variable	—
k	Wärmeleitfähigkeit	$\text{W m}^{-1} \text{K}^{-1}$
L	Länge	m
\dot{M}	Massenstrom	kg s^{-1}
n	Brechungsindex	—
N	Anzahl	—
p	Druck	Pa
\dot{q}	Wärmestromdichte	W m^{-2}
\dot{Q}	Wärmestrom	W
R	Radius	m
s	Standardabweichung	—
t	Temperatur	$^{\circ}\text{C}$
T	Temperatur	K
\dot{V}	Volumenstrom	$\text{m}^3 \text{s}^{-1}$
w	Geschwindigkeit	m s^{-1}
x, y, z	kartesische Koordinaten	m

Griechische Buchstaben

Zeichen	Bedeutung	Einheit
α	Wärmeübergangskoeffizient	$\text{W m}^{-2} \text{K}^{-1}$
β	Winkel zur Horizontalen	$^{\circ}$
Γ	Belegungsdichte	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
η	dynamische Viskosität	$\text{kg m}^{-1} \text{s}^{-1}$
λ	Wellenlänge	m
ν	kinematische Viskosität	$\text{m}^2 \text{s}^{-1}$
ρ	Dichte	kg m^{-3}
σ	Oberflächenspannung	N m^{-1}
τ	Zeit	s

Subskripte

Zeichen	Bedeutung
A	Anregung
Aus	Austritt
Ein	Eintritt
konst	konstant
lam	laminar
log	logarithmisch
No	Nosoko
max	maximal
min	minimal
norm	normiert
Of	Oberfläche
P	Periode
real	real
rekon	rekonstruiert
sin	sinusförmig
turb	turbulent
über	Übergangsbereich



Zeichen	Bedeutung
W	Wand
Welle	Welle
∞	ausgebildeter Zustand

Akzente

Zeichen	Bedeutung
—	gemittelt

Konstanten

Zeichen	Bedeutung	Wert	Einheit
g	Erdbeschleunigung	9,81	m s^{-2}

Kennzahlen

Zeichen	Bedeutung	Definition
Ka	Kapitza-Zahl	$\frac{\rho \sigma^3}{\eta^4 g \sin \beta}$
N_{hp}	dimensionslose maximale Wellenhöhe	$h_{\max} \left(\frac{g \sin \beta}{\nu^2} \right)^{1/3}$
N_{uw}	dimensionslose Wellengeschwindigkeit	$\frac{u_{\text{Welle}}}{(\nu g \sin \beta)^{1/3}}$
N_λ	dimensionslose Wellenlänge	$\lambda \left(\frac{g \sin \beta}{\nu^2} \right)^{1/3}$
Nu	Nußelt-Zahl	$\frac{\alpha}{k} \left(\frac{\nu^2}{g \sin \beta} \right)^{1/3}$
Pr	Prandtl-Zahl	$\frac{\nu}{a}$
Re	Reynolds-Zahl	$\frac{\dot{M}}{\nu \rho B}$
ϑ	dimensionslose Temperatur	$\frac{T_{f,x} - T_{f,x_0}}{T_{f_0,x} - T_{f_0,x_0}}$

Hinweise zu den Kennzahlen

In der Literatur wird die Reynolds-Zahl unterschiedlich definiert:

$$\text{I. } Re = \frac{\dot{M}}{\nu \rho B} = \frac{\Gamma}{\nu}, \quad \text{II. } Re = \frac{4 \dot{M}}{\nu \rho B}.$$

In dieser Arbeit wird Variante I. verwendet und die Reynolds-Zahlen, die in der Literatur nach Variante II. definiert sind, werden entsprechend umgerechnet.

Abkürzungen

Zeichen	Bedeutung
CHR	chromatisch-konfokales Abstandsmesssystem
FFT	schnelle Fourier-Transformation (<i>Fast Fourier Transform</i>)
ITS-90	Internationale Temperaturskala von 1990
LED	Leuchtdiode



KAPITEL 1

Einleitung

In vielen industriellen Anlagen werden Fallfilme zur Kühlung, Kondensation und Verdampfung eingesetzt. Der Wärmetransport in solch welligen Flüssigkeitsfilmen spielt dabei eine wichtige Rolle. Fallfilme ermöglichen hohe Wärmeübertragungsraten für geringe Massenströme mit kleinen Temperaturdifferenzen. Dies wird beispielsweise für eine schonende Herstellung von Konzentraten aus Mehrkomponentensystemen wie Saft oder für die Eindickung von Kondensmilch sowie für die Kühlung elektrischer Komponenten genutzt. Durch eine Verbesserung des Wärmeübergangs können solche Anlagen effizienter gestaltet und Kosten eingespart werden. Für die Auslegung derartiger Anlagen sind ein besseres Verständnis der Wärmetransportvorgänge sowie darauf basierende, verlässliche Berechnungsmethoden notwendig.

Die Hydrodynamik von dünnen Fallfilmen an senkrechten Wänden ist in der Literatur ausführlich beschrieben. Aufgrund einer hydrodynamischen Instabilität entwickeln sich Wellen entlang der Strömungsrichtung. Wird die Wand beheizt, beeinflussen diese Wellen die Entwicklung der thermischen Grenzschicht. Die Welligkeit des Films hat somit einen Einfluss auf die Wärmeübertragung. In einigen analytischen, experimentellen und numerischen Arbeiten^[1–4] wurde bereits der positive Effekt der Wellen auf die Wärmeübertragung nachgewiesen. Welchen Einfluss die Anregungsfrequenz der Wellen sowie deren Amplitude auf die Wärmeübertragung an senkrechten sowie unterschiedlich geneigten Wänden hat, konnte bisher jedoch nicht hinreichend geklärt werden. Dies soll in der vorliegenden Arbeit erforscht und damit eine fundierte Grundlage für zukünftige Arbeiten geschaffen werden. Um dieses Ziel zu erreichen, wurde ein Versuchsstand aufgebaut, mit dem ein definiert angeregter Fallfilm sowohl örtlich als auch zeitlich hoch auf-

gelöst untersucht werden kann. Zudem kann mit diesem Versuchsstand die Wärmeübertragung mittels Wandtemperaturmessungen für unterschiedlich angeregte Fallfilme analysiert werden.

Die vorliegende Arbeit ist wie folgt aufgebaut. In Kapitel 2 wird ein Überblick über die Grundlagen der Hydrodynamik sowie der Wärmeübertragung von Fallfilmen und den bisherigen Stand der Forschung gegeben. Dies beinhaltet auch Methoden und Untersuchungen zur Beeinflussung von Fallfilmen sowie Methoden zur Filmvermessung. Im Anschluss werden in Kapitel 3 der experimentelle Aufbau, die verwendete Messtechnik und Datenerfassung sowie die Auswertungsmethoden beschrieben. Die Ergebnisse der experimentellen Untersuchungen zur Hydrodynamik und Wärmeübertragung sowie deren Verknüpfung werden in Kapitel 4 vorgestellt und diskutiert. Abschließend folgen in Kapitel 5 eine Zusammenfassung und ein Fazit dieser Arbeit sowie ein Ausblick.

Stand der Forschung und Ziele dieser Arbeit

Ein Fallfilm ist ein Flüssigkeitsfilm, der durch Schwerkraft in Bewegung versetzt wird. Nußelt^[5] hat mit seiner Wasserhauttheorie 1916 eine der ersten Veröffentlichungen zu Filmströmungen vorgelegt. Er untersuchte die Oberflächenkondensation von Wasserdampf an einer Wand und die Bildung von laminaren Fallfilmen. Dieses Kapitel beinhaltet einen Überblick über die physikalischen Grundlagen und Begriffe der Hydrodynamik und Wärmeübertragung von Fallfilmen sowie den aktuellen Stand der Forschung. Ein detaillierter Überblick zum Stand der Forschung bis 1994 ist im Buch *Wave Flow of Liquid Films* von Alekseenko *et al.*^[6] zu finden. Anhand der Grundlagen und dem Stand der Forschung werden die Ziele dieser Arbeit abgeleitet.

2.1 Hydrodynamik von Fallfilmen

Getrieben durch die Gravitation fließt ein Flüssigkeitsfilm an einer Wand von oben nach unten herab. Um einen solchen Film charakterisieren zu können, sind unterschiedliche Parameter notwendig. Die Belegungsdichte Γ ist ein Maß für den Volumenstrom \dot{V} der Flüssigkeit pro Breite B der Fallwand, wobei der Volumenstrom \dot{V} über den Massenstrom \dot{M} und die Dichte ρ des Fluids berechnet wird,

$$\Gamma = \frac{\dot{V}}{B} \quad \text{mit} \quad \dot{V} = \frac{\dot{M}}{\rho}. \quad (2.1)$$

Kennzahlen ermöglichen den Vergleich unterschiedlicher Versuche mit verschieden variierten Parametern. Mit der Reynolds-Zahl Re wird das Verhältnis von Trägheits- zu Zähigkeitskräften

beschrieben. Sie ist für die Flüssigkeitsströmung mit der Belegungsdichte Γ und der kinematischen Viskosität ν definiert als

$$Re = \frac{\Gamma}{\nu} = \frac{\dot{M}}{\nu \rho B}. \quad (2.2)$$

Die Kapitza-Zahl Ka , die in einigen Arbeiten^[6] als reziproker Wert auch Filmzahl genannt wird, charakterisiert das Verhältnis zwischen den kapillaren und viskosen Kräften. Sie ist über die Stoffeigenschaften Dichte ρ , Oberflächenspannung σ sowie dynamische Viskosität η und der Erdbeschleunigung, bestehend aus der Gravitationskonstante g und dem Sinus des Winkels β zur Horizontalen, festgelegt als

$$Ka = \frac{\rho \sigma^3}{\eta^4 g \sin \beta}. \quad (2.3)$$

Die Hydrodynamik von Fallfilmen unterteilt sich in unterschiedliche Strömungsformen, die in den meisten Arbeiten zu diesem Thema in die drei folgenden Kategorien eingeteilt werden: laminare, laminar-wellige und turbulente Filmströmungen. Eine exemplarische Entwicklung eines Fallfilms ist in Abbildung 2.1 dargestellt. Die x -Achse ist parallel zur Strömungsrichtung, die y -Achse ist orthogonal zur Fallwand und die z -Achse verläuft entlang der Breite der Fallwand. Auf der linken Seite ist eine fotografische Aufnahme eines Fallfilms zu sehen, der durch einen Filmleger erzeugt wird. Am linken und rechten Rand dieser Aufnahme ist die Beeinflussung der Filmströmung durch die Seitenwände zu erkennen. Auf der rechten Seite der Abbildung 2.1 ist ein zugehöriges schematisches Filmdickenprofil entlang der Strömungsrichtung x dargestellt. Für sehr kleine Reynolds-Zahlen Re kann anfangs von einem glatten laminaren Film ausgegangen werden. Mit zunehmender Lauflänge in Strömungsrichtung entstehen durch hydrodynamische Instabilitäten^[7–9] zunächst sinusförmige Wellen. Daraus entwickeln sich große Einzelwellen, zum Teil mit einem dünnen vorgelagerten Film mit Kapillarwellen. Diese Strömungsform ist weiterhin zweidimensional, was sich durch einen zusammenhängenden Wellenkamm über die Breite der Fallwand auszeichnet. Nach Dietze *et al.*^[10] sind diese Einzelwellen von Trägheitskräften dominiert und die lokale Reynolds-Zahl, die nicht mehr über Gleichung (2.2) berechnet werden kann, ist bis zu fünfmal größer als die mittlere Film-Reynolds-Zahl. Die den Wellen vorgelagerten kleineren Kapillarwellen sind geprägt von Kapillar- und/oder viskosen Kräften. Im Bereich kleiner Kapitza-Zahlen wird das Auftreten von Kapillarwellen durch viskose Dissipation gedämpft. Abhängig von den Strömungsparametern kann die Wellenentwicklung, wie in Abbildung 2.1, zu einer dreidimensionalen und komplexen Struktur führen.^[11–13] Die Wellenkämme ähneln dann häufig der Form eines Hufeisens, wie es im unteren Bereich des Films zu sehen ist.

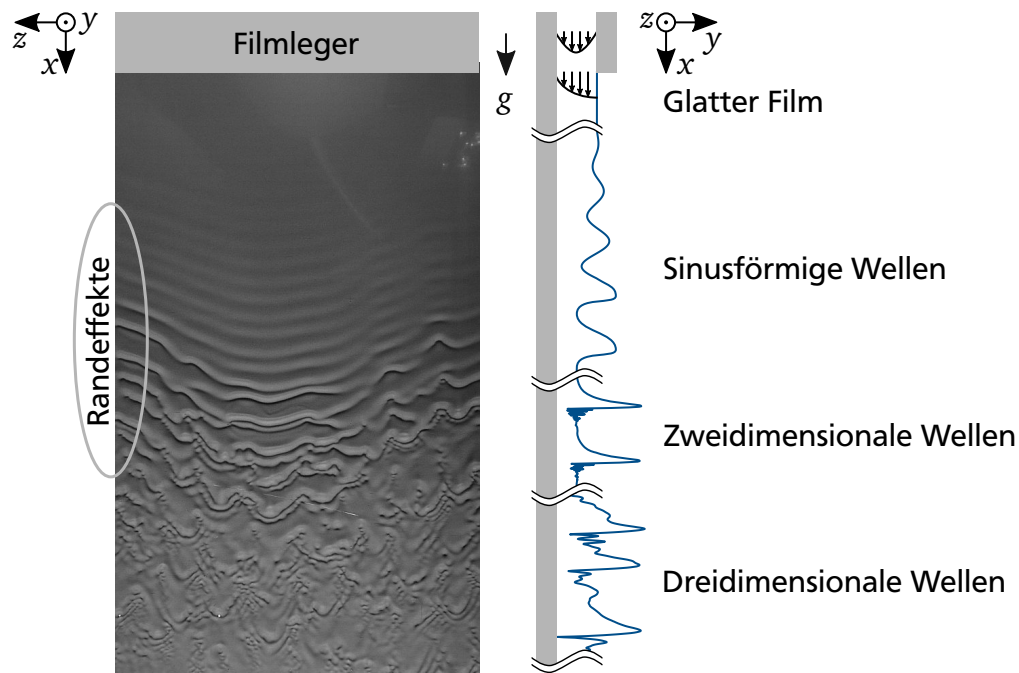


Abbildung 2.1: Exemplarische Entwicklung eines natürlichen Fallfilms durch Instabilitäten an einer vertikalen Wand entlang der Strömungsrichtung x mit fotografischer Darstellung (links) sowie ein zugehöriges schematisches Filmdickenprofil (rechts)

Im Folgenden wird näher auf die verschiedenen Strömungsformen eingegangen. In der Literatur^[1,14,15] werden unterschiedliche Reynolds-Zahlen angegeben, ab denen die durch hydrodynamische Instabilität entstehenden Wellen nicht mehr durch die Oberflächenspannung gedämpft werden. Diese sind in Tabelle 2.1 gegenübergestellt. Während die Abschätzungen von Kapitza und Kapitza^[1] und Ishigai *et al.*^[15] recht nah beieinander liegen, ist die von Brauer^[14] angegebene Reynolds-Zahl circa um ein Drittel kleiner. Für die Stoffdaten von Wasser^[16] wird in der vorliegenden Arbeit eine Temperatur von 25 °C am Auslass des Filmlegers verwendet und die Kapitza-Zahl Ka wurde für einen Neigungswinkel von $\beta = 90^\circ$ berechnet.

Tabelle 2.1: Laminar wellenfreier Strömungsbereich nach Literatur^[1,14,15] mit den Stoffdaten von Wasser^[16] für eine Temperatur von $t = 25^\circ\text{C}$ und einem Neigungswinkel von $\beta = 90^\circ$

Autoren	Laminarer Strömungsbereich	Für Wasser
Kapitza und Kapitza ^[1]	$Re \leq 0,6075 Ka^{1/11}$	$Re \leq 5,8$
Ishigai <i>et al.</i> ^[15]	$Re \leq 0,47 Ka^{1/10}$	$Re \leq 5,62$
Brauer ^[14]	$Re \leq 0,306 Ka^{1/10}$	$Re \leq 3,66$

Ishigai *et al.*^[15] haben in ihrer experimentellen Arbeit die Filmströmung in weitere Kategorien eingeteilt, die abhängig von der Kapitza- und Reynolds-Zahl sind. Von der rein laminaren Strömung geht der Film über in eine stabile Wellenströmung bis hin zur turbulenten Strömung. Dazwischen liegt jeweils ein Übergangsbereich (Tabelle 2.2).

Tabelle 2.2: Bereiche der Filmströmungen nach Ishigai *et al.*^[15] mit den Stoffdaten von Wasser^[16] für eine Temperatur von $t = 25\text{ °C}$ und einem Neigungswinkel von $\beta = 90^\circ$

Bezeichnung	Strömungsbereich	Für Wasser
rein laminare Strömung	$0 < Re \leq 0,47 Ka^{1/10}$	$0 < Re \leq 5,6$
erster Übergangsbereich	$0,47 Ka^{1/10} < Re \leq 2,2 Ka^{1/10}$	$5,6 < Re \leq 26,3$
stabile Wellenströmung	$2,2 Ka^{1/10} < Re \leq 75$	$26,3 < Re \leq 75$
zweiter Übergangsbereich	$75 < Re \leq 400$	
vollkommen turbulente Strömung	$400 < Re$	

Al-Sibai^[17] passt durch weitere Experimente die von Ishigai *et al.*^[15] empirisch eingeteilten Strömungsbereiche weiter an (Tabelle 2.3). Der größte Unterschied zeigt sich in der Definition des Übergangs zur vollständig turbulenten Strömung. Während Ishigai *et al.*^[15] eine Reynolds-Zahl von $Re = 400$ festlegen, stellt Al-Sibai^[17] fest, dass dieser Übergang auch abhängig von der Kapitza-Zahl Ka sein muss. In seinen Experimenten sind die gemessenen Strömungscharakteristika Funktionen der Kapitza-Zahl Ka .

Tabelle 2.3: Bereiche der Filmströmungen nach Al-Sibai^[17] mit den Stoffdaten von Wasser^[16] für eine Temperatur von $t = 25\text{ °C}$ und einem Neigungswinkel von $\beta = 90^\circ$

Bezeichnung	Strömungsbereich	Für Wasser
rein laminare Strömung	$0 < Re \leq 0,6 Ka^{1/10}$	$0 < Re \leq 7,2$
sinusförmige Wellen	$0,6 Ka^{1/10} < Re \leq Ka^{1/10}$	$7,2 < Re \leq 12,0$
laminar-wellige Strömung	$Ka^{1/10} < Re \leq 25 Ka^{9/100}$	$12,0 < Re \leq 233,4$
zweiter Übergangsbereich	$25 Ka^{9/100} < Re \leq 192 Ka^{6/100}$	$233,4 < Re \leq 851,4$
vollkommen turbulente Strömung	$192 Ka^{6/100} < Re$	$851,4 < Re$

In den folgenden Abschnitten wird näher auf die verschiedenen Filmströmungen laminarer, laminar-welliger und turbulenter Filme eingegangen.

Laminare Fallfilme

Laminare Fallfilme werden von der von Nußelt^[5] entwickelten Theorie für kleine Filmdicken hinreichend beschrieben.^[6,18] Er vernachlässigt dabei die Einflüsse der Trägheit und der gekrümmten Oberfläche der Flüssigkeit. Weiterhin gilt für den Flüssigkeitsfilm an der Wand die Haftbedingung, und es treten an der Grenzfläche zwischen Flüssigkeit und Gas keine Scherkräfte auf. Die Wärme im Film wird ausschließlich durch Wärmeleitung übertragen. Mit diesen Annah-

men hat Nußelt^[5] die Geschwindigkeitsverteilung $w_{\text{lam}}(y)$ in y -Richtung eines Films mit der Filmdicke h folgendermaßen berechnet

$$w_{\text{lam}}(y) = \frac{h^2 \rho g \sin \beta}{\eta} \left[\frac{y}{h} - \frac{1}{2} \left(\frac{y}{h} \right)^2 \right]. \quad (2.4)$$

Aus Gleichung (2.4) folgt die Oberflächengeschwindigkeit $w_{\text{lam,Of}}$ mit $y = h$

$$w_{\text{lam,Of}} = \frac{1}{2} \frac{h^2 g \sin \beta}{\nu} \quad (2.5)$$

und die mittlere Filmgeschwindigkeit \bar{w} lässt sich mit Gleichung (2.4) bestimmen zu

$$\bar{w}_{\text{lam}} = \frac{1}{h} \int_0^h w_{\text{lam}}(y) dy = \frac{1}{3} \frac{h^2 g \sin \beta}{\nu}. \quad (2.6)$$

Aus den Gleichungen (2.5) und (2.6) ist direkt das Verhältnis von Oberflächen- zu mittlerer Geschwindigkeit

$$w_{\text{lam,Of}} = \frac{3}{2} \bar{w}_{\text{lam}} \quad (2.7)$$

ersichtlich. Mit den Gleichungen (2.1), (2.2) und (2.6) beziehungsweise (2.7) lassen sich über die Reynolds-Zahl Re die mittlere Filmgeschwindigkeit

$$\bar{w}_{\text{lam}} = \left(\frac{\nu g \sin \beta}{3} \right)^{1/3} Re^{2/3}, \quad (2.8)$$

die Filmoberflächengeschwindigkeit

$$w_{\text{lam,Of}} = \frac{2}{3} \left(\frac{\nu g \sin \beta}{3} \right)^{1/3} Re^{2/3} \quad (2.9)$$

und die Filmdicke

$$h_{\text{lam}} = \left(\frac{3 \nu^2}{g \sin \beta} \right)^{1/3} Re^{1/3} \quad (2.10)$$

für die bereits genannten Randbedingungen berechnen. Nach Brauer^[19] sowie Goodridge und Gartside^[20] gelten die genannten Gleichungen in guter Näherung bis zu einem Winkel von $\beta = 0^\circ 20' = 0,33^\circ$.

Laminar-wellige Fallfilme

Schon für niedrige Reynolds-Zahlen bilden sich die ersten Wellen aus. Nach Brauner und Moalem Maron^[21] lässt sich der Abstand x zum Filmleger berechnen, ab dem die ersten Wellen auftreten:

$$x = \begin{cases} 500 h_{\text{lam}} & \text{für } Re < 125 \\ (350 + 0,12 Re) h_{\text{lam}} & \text{für } Re > 125 \end{cases} . \quad (2.11)$$

Zunächst sind diese Wellen sinusförmig und entwickeln sich zu spitzen Einzelwellen mit vorgelagerten Kapillarwellen. Diese Wellenformen lassen sich laut Kockmann^[22] analytisch nicht mehr beschreiben. Die Wellenform ist in diesem Bereich zunächst noch zweidimensional. Die Filmgeschwindigkeit und -dicke laminar-welliger Fallfilme werden durch die Gleichungen (2.4) bis (2.10) nicht mehr hinreichend genau beschrieben, da die Filmströmung nicht mehr unidirektional ist. Sie können aber gut als Vergleichswert herangezogen werden. Für sinusförmige Wellen leiten Kapitza und Kapitza^[1] eine um 7 % kleinere, mittlere Filmdicke h_{sin} im Vergleich zum rein laminaren Fall her:

$$h_{\text{sin}} = 0,93 \left(\frac{3 \nu^2}{g \sin \beta} \right)^{1/3} Re^{1/3} . \quad (2.12)$$

Die experimentellen Ergebnisse von Brauer^[19] weisen eine teilweise noch größere Abweichung von Gleichung (2.12) auf. Er vermutet, dass dies daran liegt, dass rein sinusförmige Wellen nur in einem kleinen Reynolds-Zahlbereich auftreten. Mit steigender Reynolds-Zahl brechen diese zusammen und es bilden sich hufeisenförmige Wellenkämme aus (vgl. Abbildung 2.1). Diese dann dreidimensional-wellige Strömung kann nach Al-Sibai^[17] und Ishigai *et al.*^[15] weiterhin als laminar angenommen werden.

Turbulente Fallfilme

Mit weiter steigender Reynolds-Zahl wird im Fallfilm eine turbulente Strömungsform erreicht. Al-Sibai^[17] zeigt in seiner Arbeit im Vergleich zu Ishigai *et al.*,^[15] dass dieser Bereich nicht nur von Reynolds- sondern auch von der Kapitza-Zahl abhängig ist (vgl. Tabelle 2.2 und Tabelle 2.3). Brauer^[14] hat aus seinen Messungen für Wasser die Filmdicke h_{turb} der turbulenten Strömung

$$h_{\text{turb}} = 0,302 \left(\frac{3 \nu^2}{g \sin \beta} \right)^{1/3} Re^{8/15} \quad (2.13)$$

abgeleitet und definiert die mittlere Geschwindigkeit \bar{w}_{turb} zu

$$\bar{w}_{\text{turb}} = 3,314 \left(\frac{\nu g \sin \beta}{3} \right)^{1/3} Re^{7/15}. \quad (2.14)$$

Korrelationen zur Filmströmung

Eine der ersten Korrelationen zu den Strömungscharakteristika von Fallfilmen haben Nakoryakov *et al.* ^[23] publiziert. Sie untersuchten Wasser und Wasser-Glycerin-Gemische mit und ohne externe Anregung des Films im Reynolds-Zahl-Bereich von $Re = 4$ bis 20. Die Messwerte wurden nach dem Buckingham'schen Π -Theorem ^[24] entdimensioniert. Daraus resultieren die dimensionslose Wellenlänge

$$N_\lambda = \lambda \left(\frac{g \sin \beta}{\nu^2} \right)^{1/3}, \quad (2.15)$$

die dimensionslose maximale Wellenhöhe

$$N_{\text{hp}} = h_{\text{max}} \left(\frac{g \sin \beta}{\nu^2} \right)^{1/3} \quad (2.16)$$

und die dimensionslose Wellengeschwindigkeit

$$N_{\text{uw}} = \frac{w_{\text{Welle}}}{(\nu g \sin \beta)^{1/3}}. \quad (2.17)$$

Basierend auf den Erkenntnissen von Nakoryakov *et al.* ^[23] erweiterten Nosoko *et al.* ^[25] den untersuchten Bereich auf $Re = 14$ bis 90 mit Wasser als Versuchsfluid. Die Untersuchungen wurden an senkrechten Wänden durchgeführt und der Film wurde über einen Lautsprecher angeregt. Die experimentellen Ergebnisse werden durch die Korrelationen der dimensionslosen maximalen Wellenhöhe

$$N_{\text{hp,No}} = 0,49 Ka^{-0,044} N_\lambda^{0,39} Re^{0,46} \quad (2.18)$$

mit einer Abweichung von 0,84 % und der dimensionslosen Wellengeschwindigkeit

$$N_{\text{uw,No}} = 1,13 Ka^{-0,02} N_\lambda^{0,31} Re^{0,37} \quad (2.19)$$

mit einer Abweichung von 0,23 % beschrieben. Im Vergleich dazu repräsentierten die Korrelationen von Nakoryakov *et al.*^[23] ihre Ergebnisse mit einer Streuung von bis zu 20 %.

Yu *et al.*^[3] führten numerische Untersuchungen mit Wasser durch. Die Berechnungen wurden für einen größeren Reynolds-Zahlbereich ($Re = 10$ bis 200) durchgeführt, als er für die Korrelationen genutzt wurde. Es konnte gezeigt werden, dass die Korrelationen von Nosoko *et al.*^[25] nicht extrapolierbar sind. Bisher wurden diese numerischen Ergebnisse von Yu *et al.*^[3] im Bezug auf die Korrelationen noch nicht experimentell bestätigt.

2.2 Wärmeübertragung von Fallfilmen

Im Fall von Untersuchungen zur Wärmeübertragung von beheizten Wänden an Fallfilme muss zwischen nichtsiedenden und siedenden Fallfilmen unterschieden werden. Dies hat unter anderem einen Einfluss auf das sich einstellende Temperaturprofil. In der vorliegenden Arbeit werden nichtsiedende Fallfilme betrachtet. An der Wand werden in wissenschaftlichen Untersuchungen meist eine der zwei folgenden Randbedingungen für die Wärmeübertragung angestrebt. Entweder zum einen eine konstante Wärmestromdichte \dot{q}_W , die in dieser Arbeit verwendet wird, oder zum anderen eine konstante Temperatur T_W . Im Flüssigkeitsfilm ist der Temperaturgradient in der Nähe der beheizten Wand am größten und er nimmt in Richtung der Filmoberfläche ab. Die Strömungsform des Films hat einen Einfluss auf die Wärmeübertragung zwischen Wand und Film. Kapitza und Kapitza^[1] haben eine Verbesserung des Wärmeübergangs für sinusförmige Wellen analytisch vorhergesagt und Yu *et al.*^[3] konnten dies ebenfalls mit einem numerischen Modell für die Wellenanregung eines Fallfilms mit einer definierten Frequenz zeigen. Zur Beschreibung des Wärmeübergangs werden weitere Kennzahlen eingeführt. Die Prandtl-Zahl Pr ist eine Stoffkennzahl und ist definiert als Quotient aus kinematischer Viskosität ν und Temperaturleitfähigkeit a des Fluids

$$Pr = \frac{\nu}{a}. \quad (2.20)$$

Die Nußelt-Zahl Nu dient als dimensionsloser Wärmeübergangskoeffizient mit der Wärmeleitfähigkeit k des Fluids, dem Wärmeübergangskoeffizienten α und dem Ausdruck in der Klammer als charakteristischer Länge

$$Nu = \frac{\alpha}{k} \left(\frac{\nu^2}{g \sin \beta} \right)^{1/3}. \quad (2.21)$$

Für nichtsiedende Fallfilme wird im VDI-Wärmeatlas^[26] der lokale Wärmeübergangskoeffizient α_x nach Schnabel und Schlünder^[27] als

$$\alpha_x = \frac{\dot{q}_W}{T_W - \bar{T}_x} \quad (2.22)$$

definiert. Als Bezugstemperatur wird die mittlere kalorische Filmtemperatur \bar{T}_x vorgeschlagen. Ein mittlerer Wärmeübergangskoeffizient $\bar{\alpha}$ entlang einer Strecke der Länge L mit konstanter Wandtemperatur T_W wird definiert als

$$\bar{\alpha} = \frac{\dot{Q}}{B L \Delta T_{\log}} = \frac{\dot{M} c}{B L} \ln \frac{T_W - T_{\text{Ein}}}{T_W - T_{\text{Aus}}} \quad \text{mit} \quad \Delta T_{\log} = \frac{T_{\text{Aus}} - T_{\text{Ein}}}{\ln \frac{T_W - T_{\text{Ein}}}{T_W - T_{\text{Aus}}}}. \quad (2.23)$$

Schnabel^[28] stellt mit Hilfe der Ergebnisse von Gröber *et al.*^[29] mittlere Nußelt-Zahlen \overline{Nu} auf, die er anhand der experimentellen Ergebnisse von Brauer^[14] und Feind^[30] bestätigt. Für einen nichtsiedenden Film mit laminarer Strömung, die hydrodynamisch und thermisch ausgebildet ist, lautet die Nußelt-Zahl

$$\overline{Nu}_{\text{lam},\infty} = C_{\infty} Re^{-1/3} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} C_{\infty} = 1,43 & \text{für } \dot{q}_W = \text{konst.} \\ C_{\infty} = 1,30 & \text{für } t_W = \text{konst.} \end{cases}. \quad (2.24)$$

Basierend auf weiteren experimentellen Untersuchungen lässt sich die Nußelt-Zahl im Übergangsbereich zur turbulenten Strömung

$$\overline{Nu}_{\text{über},\infty} = 0,0425 Re^{1/5} Pr^{0,344} \quad (2.25)$$

und für die turbulente Strömung

$$\overline{Nu}_{\text{turb},\infty} = 0,0136 Re^{2/5} Pr^{0,344} \quad (2.26)$$

nach Schnabel^[28] aus Wilke^[31] berechnen. Für beide Fälle ist die mittlere Nußelt-Zahl im Vergleich zu laminaren Strömung jeweils noch abhängig von der Prandtl-Zahl Pr . Die Versuche von Wilke^[31] fanden an einem 2,4 m langem Rohr statt.

Fließt der Fallfilm über eine beheizte Wand, so bildet sich im Anfangsbereich zunächst eine dünne thermische Grenzschicht aus und nur nahe der Wand erfährt der Film eine

Temperaturänderung.^[32] Mit zunehmender Lauflänge in Strömungsrichtung x ändert sich auch die Temperatur im weiter entfernten Teil des Fallfilms orthogonal zur Wand, bis sich in y -Richtung ein parabolischer Temperaturverlauf einstellt. Die Entwicklung der thermischen Grenzschicht ist dabei von der Strömungsform abhängig. Ein Einfluss der Gasphase auf die Wärmeübertragung im Film kann im Bereich des thermischen Einlaufs vernachlässigt werden.^[32] In Abbildung 2.2 sind typische Temperaturfelder in einem hydrodynamisch ausgebildeten nicht-siedenden Flüssigkeitsfilm entlang der Strömungsrichtung x für eine konstante Temperatur T_w an der Wand für einen laminaren Film (links) und einen turbulenten Film (rechts) qualitativ dargestellt.^[27]

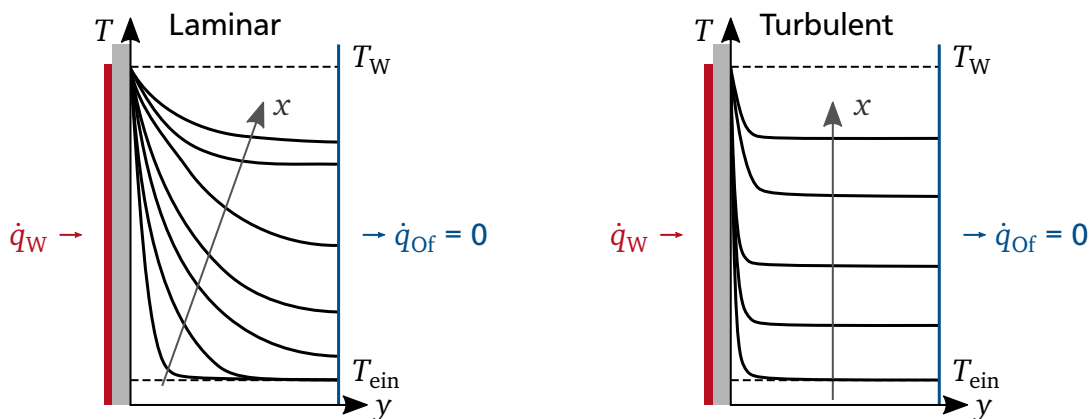


Abbildung 2.2: Temperaturfelder in einem hydrodynamisch ausgebildeten nicht-siedenden Flüssigkeitsfilm entlang der Strömungsrichtung für eine konstante Temperatur T_w an der Wand für einen laminaren Film (links) und einen turbulenten Film (rechts) nach Schnabel und Schlünder^[27]

In der Literatur existieren unterschiedliche Definitionen, ab welchem Abstand der thermische Einlauf abgeschlossen ist und eine thermisch ausgebildete Strömung vorliegt. Nach Wilke^[31] erstreckt sich der Bereich des thermischen Einlaufs über die Länge L_α bis sich der lokale Wärmeübergangskoeffizient α nicht mehr über die Lauflänge x ändert. Nakoryakov und Grigor'yeva^[33] definieren den thermischen Einlauf L_h bis zu dem Punkt, an dem die thermische Grenzschicht die Filmoberfläche erreicht (vgl. Abbildung 2.3). Sie beschreiben das Verhältnis beider Definitionen als $L_\alpha/L_h = 2,2$.

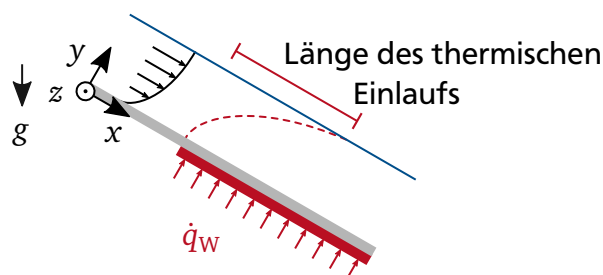


Abbildung 2.3: Thermischer Einlauf als Anwachsen der thermischen Grenzschicht im Flüssigkeitsfilm an einer beheizten Wand bis zur Filmoberfläche nach Aktershev *et al.*^[32]

Die Länge der thermischen Grenzschicht

$$L_h = C Re^{4/3} Pr \left(\frac{\nu^2}{g \sin \beta} \right)^{1/3} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} C = 0,06 & \text{Nakoryakov und Grigor'yeva}^{[34][35]} \\ C = 0,0974 & \text{Mitrović}^{[36]} \end{cases} \quad (2.27)$$

kann abgeschätzt werden. Die Wärmestromdichte hat ebenfalls einen Einfluss auf die Entwicklung der thermischen Grenzschicht. Durch thermokapillare Kräfte verkürzt sich die Länge des thermischen Einlaufs für laminare Filme mit steigender Wärmestromdichte nach Kabov *et al.*^[37] Lel *et al.*^[38] erweitern den Ansatz in Gleichung (2.27) um die Temperaturabhängigkeit der Stoffdaten und verifizieren dies mit ihren Messergebnissen im Bereich $100 < Pr < 180$ und $1,95 < Re < 22,4$. Dadurch verkürzt sich die Länge

$$L_h = 0,0146 Re_0^{0,845} Pr_0^{1,2} \left(\frac{Pr_0}{Pr_W} \right)^{-0,45} Ka^{0,13} \left(\frac{\nu^2}{g \sin \beta} \right)^{1/3} \quad (2.28)$$

des thermischen Einlaufs im Vergleich zu Gleichung (2.27). In einer darauf folgenden Arbeit^[35] präzisieren sie die Berechnungsvorschrift

$$L_h = a Re_0^b Pr_0 \left(\frac{Pr_0}{Pr_W} \right)^{-0,29} Ka^{0,0606} \left(\frac{\nu^2}{g \sin \beta} \right)^{1/3} \quad \text{für } Re \quad \begin{cases} < 8 \begin{cases} a = 0,8367 \\ b = 0,718 \end{cases} \\ > 8 \begin{cases} a = 0,022 \\ b = 1,36 \end{cases} \end{cases} \quad (2.29)$$

weiter und verwenden Messdaten bis $Re = 40$. Lel *et al.*^[35] haben weiterhin in ihren Untersuchungen festgestellt, dass eine externe Wellenanregung des Films mittels eines Lautsprechers im Bereich $13 \text{ Hz} < f_A < 25 \text{ Hz}$ mit steigender Frequenz die thermische Einlauflänge verkürzt. Allerdings ist die thermische Einlauflänge mit Wellenanregung tendenziell länger als ohne.

Im Bereich des thermischen Einlaufs ist der Wärmeübergang größer als in der ausgebildeten Strömung. Die lokale Nußelt-Zahl Nu_x kann nach Schnabel^[28] aus diesem Grund in Abhängigkeit der Lauflänge x

$$Nu_x = C_x \sqrt[3]{Re^{1/3} Pr \frac{\left(\frac{\nu^2}{g \sin \beta} \right)^{1/3}}{x}} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} C_x = 0,733 & \text{für } \dot{q}_W = \text{konst.} \\ C_x = 0,608 & \text{für } t_W = \text{konst.} \end{cases} \quad (2.30)$$

oder als gemittelte Nußelt-Zahl

$$\overline{Nu}_0 = C_0 \sqrt[3]{Re^{1/3} Pr \frac{\left(\frac{\nu^2}{g \sin \beta}\right)^{1/3}}{L}} \quad \text{mit} \quad \begin{cases} C_0 = 1,100 & \text{für } \dot{q}_W = \text{konst.} \\ C_0 = 0,912 & \text{für } t_W = \text{konst.} \end{cases} \quad (2.31)$$

mit der Länge L der thermischen Grenzschicht berechnet werden.

2.3 Methoden und Untersuchungen zur Beeinflussung des Fallfilms

Fallfilme wurden bisher analytisch, numerisch und experimentell untersucht. Dabei waren die Hydrodynamik und die Wärmeübertragung von Interesse. Die Ergebnisse zu natürlichen Filmen, die ausschließlich durch Instabilitäten Wellen ausbilden, wurden bereits in den Grundlagen behandelt. Darüber hinaus wurden in anderen Arbeiten auch bereits Filme untersucht, die auf unterschiedlichste Weise beeinflusst wurden. In der Literatur sind passive (bspw. strukturierte Oberflächen) und aktive (bspw. Wellenanregung mittels Lautsprecher) Methoden zu finden, um den Film, dessen Strömungsformen und damit auch die Wärmeübertragung zu beeinflussen.^[39] Beispiele werden in den folgenden Absätzen vorgestellt. Genutzt wurden die Techniken, um bestimmte Strömungsformen hervorzurufen oder eine bessere Durchmischung des Films zu erreichen. Dies geschah zum Teil auch mit dem Ziel, die Wärmeübertragung zu verbessern. Aus der Literatur ist bekannt, dass die Wellen einen Einfluss auf die Wärmeübertragung haben.^[2–4,6]

Brauer^[14] hat bereits vermutet, dass die Wellen die Wärmeübertragung beeinflussen. In Vorversuchen stellte er fest, dass die Wellenentwicklung durch eine geneigte Wand im Vergleich zur vertikalen Wand gedämpft wird. Weiterhin versuchte er, die Strömung durch Stolperdrähte, die sich im Flüssigkeitsfilm befanden, zu Beginn des Heizers zu beeinflussen. Durch die Drähte konnte aber nur eine kleine örtliche Störung hervorgerufen werden. Einige Arbeiten haben bereits gezeigt, dass die Filmströmung und die Wärmeübertragung durch strukturierte Oberflächen beeinflusst werden kann.^[40–43] Die Untersuchungen beziehen sich zum Teil auf unterschiedliche Oberflächengeometrien auf Rohren und Platten und sind daher nicht immer direkt miteinander vergleichbar. Rohlfs *et al.*^[44,45] haben gezeigt, dass sich die Hydrodynamik eines dielektrischen Flüssigkeitsfilms durch ein elektrisches Feld beeinflussen lässt und somit auch ein Einfluss auf die Wärmeübertragung möglich ist. Zusätzlich nutzen sie, wie auch schon Park und Nosoko,^[46] Nadeln, die über die Breite äquidistant verteilt und in den Film eingetaucht waren, um die Wellenlänge senkrecht zur Strömungsrichtung zu modulieren. Eine ähnliche Möglichkeit zur Strömungsbeeinflussung bieten stehende Zylinder. Chinnov und Abdurakipov^[47] haben gezeigt,

dass diese Beeinflussung auch einen Einfluss auf die gemessene Wandtemperatur hat. Die externe Anregung des Flüssigkeitsfilms wird auch in vielen experimentellen Arbeiten eingesetzt und dort meistens mittels eines Lautsprechers^[25,46] umgesetzt. Alternativ wurden auch elektrisch angesteuerte Ventile eingesetzt.^[48]

Über die Ursachen der Beeinflussung des Wärmeübergangs durch die Wellen gibt es unterschiedliche Meinungen. Eine erste Vermutung lieferten Kapitza und Kapitza^[1] mit ihren experimentellen und theoretischen Untersuchungen, die die variable Filmdicke dafür verantwortlich machten. Nach der numerischen Arbeit von Miyara^[2] verursachen die Strömungswirbel in den Solitärwellen die Beeinflussung der Wärmeübertragung, während Dietze *et al.*^[4,49] in ihren experimentellen und numerischen Untersuchungen die Region der Kapillarwellen dafür verantwortlich machen. Yu *et al.*^[3] zeigen mit ihrer numerischen Arbeit, dass durch gezielte Anregung des Films mit definierten Frequenzen eine Verbesserung des Wärmeübergangs erreicht werden kann. In ihrem untersuchten Bereich gab es eine Frequenz, bei der es zu einem lokalen Optimum in der Wärmeübertragung kam.

2.4 Methoden der Filmvermessung

Die Charakterisierung einer Filmströmung erfordert das Messen der Filmdicke. Hierzu reicht nicht nur das Wissen über die mittlere Filmdicke aus, sondern auch deren räumliche und zeitliche Änderung sind von essentieller Bedeutung. In der Literatur wurden dafür unterschiedliche Methoden angewendet, die im Folgenden zusammengefasst werden.

Eine der ältesten eingesetzten Techniken zum Vermessen eines Flüssigkeitsfilms ist eine dünne Tastspitze an einer Mikrometerschraube, an der eine Spannung anliegt. Die Nadel steht dabei senkrecht zur Filmoberfläche und der Abstand kann über die Mikrometerschraube verändert werden. Zunächst wird der Aufbau genullt, indem die Tastspitze langsam an die trockene Wand herangeführt wird bis sich ein elektrischer Stromkreis schließt. Diese Prozedur wird mit dem Flüssigkeitsfilm wiederholt. Dadurch kann die maximale Filmdicke an den Wellenbergen bestimmt werden. Eine kontinuierliche Filmdickenmessung ist damit jedoch nicht möglich. Diese Messmethode wurde bereits im Jahre 1910 von Hopf^[50] angewendet. Später wurde sie unter anderem von Brauer^[14] genutzt, um weitere Informationen über die Strömung zu erlangen. Er hat damit den zeitlichen Abstand zwischen den Wellenbergen gemessen und darüber die Wellenfrequenz bestimmt. Durch den Kontakt zwischen Wellenbergen und Tastspitze wird der Flüssigkeitsfilm allerdings beeinflusst und die Genauigkeit der Messungen ist abhängig von den Benetzungseigenschaften der Tastspitze.^[6] Alternativ zum elektrischen Stromkreis kann der

Kontakt zwischen Film und Tastspitze auch optisch gemessen werden. Ein Messen der mittleren Filmdicke ist nicht möglich.

Wenige Jahre nach Hopf^[50] nutzte Nußelt^[5,51] die Mengenmessungen von Claassen,^[52] um damit seine hydrodynamische Theorie der Wasserhaut zu prüfen. Mit dieser Methode konnte die mittlere Filmdicke bestimmt werden, indem zunächst die Wasserzufuhr unterbrochen und das Wasser eines definierten Rohrabschnitts gezielt abgeleitet und gewogen wurde. Eine Bestimmung weiterer Charakteristika der Filmströmung war damit allerdings nicht möglich.

Eine weitere schon sehr lange eingesetzte Messtechnik ist die Schattenmethode. Diese Methode wurde bereits von Kapitza und Kapitza^[1] angewendet und kam in vielen weiteren Arbeiten zum Einsatz.^[6,14,23,40,41,53,54] Das Prinzip schattenfotografischer Aufnahmen ist auf Filmmessungen an Rohren begrenzt. Das Rohr wird dabei von der Seite in radialer Richtung von einer Lichtquelle beleuchtet. Auf der anderen Seite befindet sich eine Kamera. Durch den Film wird ein Schatten geworfen und dieser kann zweidimensional detektiert werden. Die räumliche und die zeitliche Auflösung hängen von der Kameraauflösung, der Aufzeichnungsrate und der Beleuchtung ab.

Dukler und Berglin^[55] nutzten zur Messung der Filmdicke ein kapazitives Messverfahren, dass wie die Schattenmethode den Film nicht beeinflusst. In diesem Verfahren wird ausgenutzt, dass die Kapazität eines Kondensators abhängig vom Abstand der Elektroden und des Dielektrikums ist. Durch das Volumen der Flüssigkeit im Messbereich ändert sich die Kapazität des Kondensators und es kann über eine vorherige Kalibrierung die Schichtdicke bestimmt werden. Dieses Verfahren ist jedoch hinsichtlich seiner räumlichen und zeitlichen Auflösung beschränkt.

Mit einem Messverfahren, das auf dem Prinzip der elektrischen Leitfähigkeit basiert, untersuchten Telles und Dukler^[56] die statistischen Charakteristika von Flüssigkeitsfilmen. Die Untersuchungen wurden von Chu und Dukler^[57,58] fortgeführt. Bei diesem Verfahren liegt an zwei Elektroden eine Wechselspannung an. Die Stärke des Stroms ist dabei abhängig von der Filmdicke. Über einen stehenden Film mit bekannter Schichtdicke wird dieses System kalibriert. Die Auflösung ist dabei stark abhängig von der elektrischen Leitfähigkeit des verwendeten Fluids und sowohl die räumliche als auch die zeitliche Auflösung sind begrenzt.

Schagen *et al.*^[59,60] haben eine Technik zum gleichzeitigen Messen der Filmdicke und der Temperaturverteilung im Film entwickelt. Die verwendete Lumineszenzmethode nutzt die Eigenschaften der Photolumineszenz von Diacetyl, das im Fluid gelöst ist und mit einem Laser angeregt wird. Eine ähnliche Methode hat auch Adomeit^[61,62] entwickelt, um die Strömungs- und Oberflächeneigenschaften eines Fallfilms zu untersuchen. Charogiannis *et al.*^[63] haben ebenfalls eine solche

Messmethode aufgebaut und anschließend die Hydrodynamik angeregter Fallfilme untersucht.^[64] Diese Methode erfordert jedoch einen sehr komplexen messtechnischen Aufbau.

Ein weiteres nicht-invasives optisches Verfahren ist die chromatisch-konfokale Schichtdickenmessung. Sie wurde zum Vermessen von Linsen entwickelt.^[65] Über eine Spezialoptik wird die chromatische Aberration genutzt, um über die unterschiedlichen Brennweiten verschiedener Wellenlängen die Grenzflächen von transparenten Medien zu detektieren. Dieses Verfahren bietet eine hohe räumliche und zeitliche Auflösung der lokalen Schichtdicke. In der Literatur finden sich viele Beispiele, die diese Messtechnik erfolgreich für hochdynamische dünne Flüssigkeitsfilme einsetzen.^[66,67]

2.5 Ziele dieser Arbeit

In den vorangegangenen Kapiteln wurden die Grundlagen zur Hydrodynamik und Wärmeübertragung von durch Schwerkraft getriebenen Flüssigkeitsfilmen vorgestellt. Dieses Wissen wird in industriellen Anlagen genutzt, um beispielsweise die Herstellung von Konzentrat aus Mehrkomponentensystemen wie Saft zu verbessern. Die Vielzahl von analytischen, experimentellen und numerischen Arbeiten zeigt neben der technischen Relevanz das wissenschaftliche Interesse an diesem Thema. Die Anregung des Flüssigkeitsfilms mit unterschiedlichen Methoden ist dabei ein wichtiger Teilaspekt dieses umfangreichen Forschungsgebiets. Die dazu publizierten Daten zeigen, dass eine Anregung des Films die Wärmeübertragung verbessert. Yu *et al.*^[3] haben mit ihren numerischen Untersuchungen dargelegt, dass es für eine Reynolds-Zahl eine optimale Anregungsfrequenz gibt, für die die Wärmeübertragung maximiert wird. Ihre Berechnungsergebnisse der hydrodynamischen Charakteristika haben sie mit einer Extrapolation der auf experimentellen Daten basierenden Korrelationen von Nosoko *et al.*^[25] verglichen und eine deutliche Abweichung festgestellt. Weitere experimentelle Daten, die den Einfluss der Filmanregung über ein breites Frequenzspektrum und mit unterschiedlichen Neigungswinkeln untersuchen, wurden noch nicht publiziert. Diese sind jedoch wichtig, um sie mit den numerischen Berechnung von Yu *et al.*^[3] vergleichen zu können und eine fundierte Datenbasis zu bilden. Aus diesem Grund war es Ziel dieser Arbeit, angeregte Flüssigkeitsfilme über ein breites Spektrum an Anregungsfrequenzen zu untersuchen. Dabei sollten der Film zeitlich und örtlich hochauflösend vermessen und der Einfluss der Anregung auf die Wärmeübertragung über Wandtemperaturmessungen untersucht werden. Um die Untersuchungen in diesem Umfang und in der benötigten Genauigkeit durchführen zu können, wird ein zuverlässiger Versuchsstand benötigt, der eine Variation der verschiedenen Parameter Reynolds-Zahl, Wärmestromdichte, Neigungswinkel, Anregungsfrequenz und -amplitude ermöglicht. Die Ergebnisse sollen zu weiterem Erkenntnisgewinn sowie als Grundlage für weiterführende Arbeiten und für die Weiterentwicklung industrieller Vorgänge dienen.



Experimenteller Aufbau, Messtechnik und Versuchsdurchführung

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Versuchsstand aufgebaut und in Betrieb genommen, der es ermöglicht, die in Abschnitt 2.5 definierten Ziele zu erreichen. Aus den Zielen ergeben sich unterschiedliche Anforderungen an den experimentellen Aufbau, die Messtechnik und die Versuchsdurchführung, die in den folgenden Abschnitten erläutert werden.

3.1 Anforderungen an die Versuchsanlage

Die Versuchsanlage muss die folgenden Anforderungen für den Messbetrieb erfüllen. Zunächst muss ein zu Beginn störungsfreier und glatter Flüssigkeitsfilm erzeugt werden können, der als Referenzfall dient. Dieser soll dann gezielt aktiv mit unterschiedlichen Frequenzen angeregt werden können. Für die Anregung ist eine definierte Frequenz und Amplitude der Wellen erforderlich. Die Charakterisierung des Films verlangt nach einer nichtinvasiven Messtechnik, damit der Film nicht durch diese angeregt oder beeinflusst wird. Zur Beurteilung des Einflusses der Filmanregung auf die Wärmeübertragung muss die Fallwand homogen mit einer konstanten Wärmestromdichte beheizt werden und die Wandtemperatur gemessen werden. Die Daten aus den Film- und Temperaturmessungen müssen synchron aufgezeichnet und verarbeitet werden, um sie miteinander verknüpfen zu können. Der Versuchsaufbau muss Experimente unter wiederholbaren Bedingungen garantieren.

3.2 Experimenteller Aufbau

Ein Schema des experimentellen Aufbaus ist in Abbildung 3.1 dargestellt und wird im Folgenden erläutert. Eine detaillierte Beschreibung der einzelnen für den Versuchsablauf relevanten Komponenten erfolgt in den nächsten Abschnitten und deren technische Daten sind im Anhang in Tabelle A.1 bis Tabelle A.4 aufgeführt. Die verwendeten Materialien sind in Tabelle A.5 beschrieben. Als Versuchsfluid wird deionisiertes Wasser verwendet. Das Wasser befindet sich zunächst in einem Tank mit einem Volumen von 200 l und wird über eine Umwälzpumpe und einen Umwälzkühler mit zwischengeschaltetem Plattenwärmeübertrager konstant auf einer definierten Temperatur gehalten. Anschließend wird das Wasser mittels einer Exzentrerschneckenpumpe in den Vorlaufbehälter gefördert. Der Massenstrom wird mittels eines Coriolis-Massendurchflussmessers gemessen. Damit keine Verunreinigungen durch den offenen Aufbau in den Flüssigkeitskreislauf gelangen, wird ein Feinfilter (Maschenweite 20 μm) verwendet. Durch eine verstellbare Filmlegereinheit gelangt der Film auf die 2 mm dicke Fallwand aus gewalztem Edelstahl (1.4301) mit einer Breite von 0,25 m und einer Länge von 0,55 m. Am Ende der Fallwand wird die Flüssigkeit im Auffangbehälter gesammelt und in den Tank zurückgeführt. Am Vorlaufbehälter ist ein Lautsprecher zur Wellenanregung angebracht. Über die Rückseite der Fallwand wird der Flüssigkeitsfilm über einen elektrischen Widerstandsheizter erwärmt und die Wandtemperatur mit Thermoelementen gemessen. Zur Charakterisierung des Flüssigkeitsfilms wird ein Filmdickenmessgerät, dessen Messkopf auf einer elektrischen Linearschiene in y-Richtung verfahren werden kann, und eine Kamera mit zusätzlicher Lichtquelle verwendet. Der gesamte Versuchsaufbau ist zur Einstellung definierter Neigungswinkel stufenlos drehbar gelagert. In Abbildung 3.2 ist ein Foto des Versuchsaufbaus analog zu Abbildung 3.1 zu sehen.

3.2.1 Aufbau der Fallwand

Die Fallwand ist an den langen Seiten zur thermischen Entkopplung in Wände aus Kunststoff eingefasst. Damit sowohl die Fallwand als auch die äußere Kunststoffbegrenzung die gleichen Benetzungseigenschaften aufweisen, sind die Seitenwände mit 0,01 mm dicker Edelstahlfolie (1.4310) beklebt. Der Heizer bedeckt nicht die gesamte Fläche der Fallwand. Er beginnt erst 100 mm nach dem Filmleger, um die Entwicklung der thermischen Grenzschicht im Film mit Wellen zu ermöglichen, die bereits eine gewisse Entwicklung durchlaufen haben. Auch Brauer^[14] hat für den gleichen Abstand zum Filmleger an seiner Versuchsanlage für alle Reynolds-Zahlen Wellen beobachten können. Die Ränder sind, ebenso wie der Anfang der Fallwand, nicht beheizt, um einen Filmaufriss zu vermeiden. Auf der Rückseite der Fallwand befinden sich für die Thermolemente 27 Vertiefungen mit einem Durchmesser von 0,6 mm und einer Solltiefe von 1,8 mm.

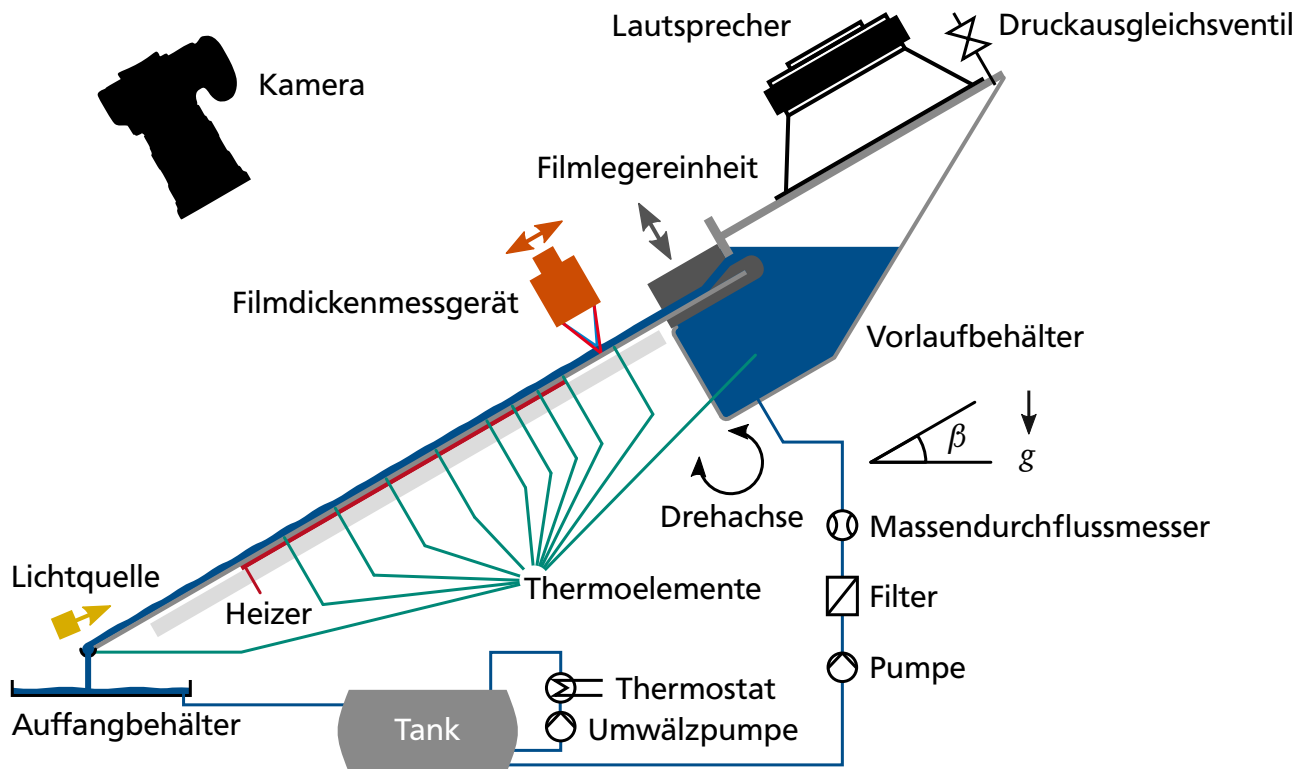


Abbildung 3.1: Schema des Versuchsaufbaus

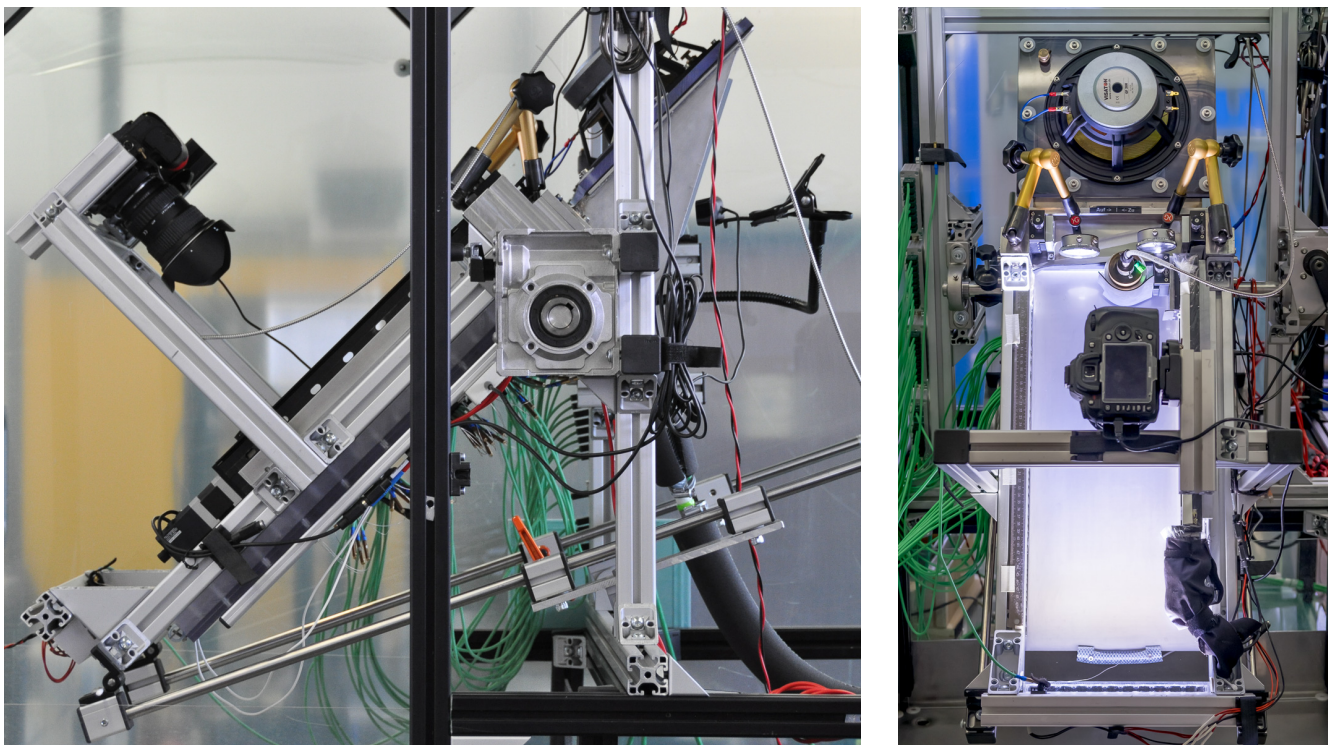


Abbildung 3.2: Fotos des Versuchsaufbaus: links Seitenansicht analog zu Abbildung 3.1 und rechts Frontalansicht

Die tatsächliche Tiefe wurde mit einem 3D-Konfokalmikroskop überprüft. Der arithmetische Mittelwert beträgt 1,85 mm mit einer Standardabweichung von 0,04 mm. Die Differenz zwischen der tatsächlichen und der gemessenen Wandtemperatur durch die verbleibende Restwandstärke wurde mittels dem Fourierschen Gesetz für eindimensionale stationäre Wärmeleitung auf maximal 0,2 K abgeschätzt. Die Vertiefungen sind entlang der Strömungsrichtung (x -Achse) in drei Reihen zu je neun Stück angeordnet (Abbildung 3.3). Als Isolation zwischen Heizer und Umgebung wird eine 20 mm dicke Kunststoffplatte, die aus dem gleichen Material wie die Seitenwände besteht, verwendet. An dieser Platte sind die Thermoelemente mit Klemmverschraubungen fixiert.

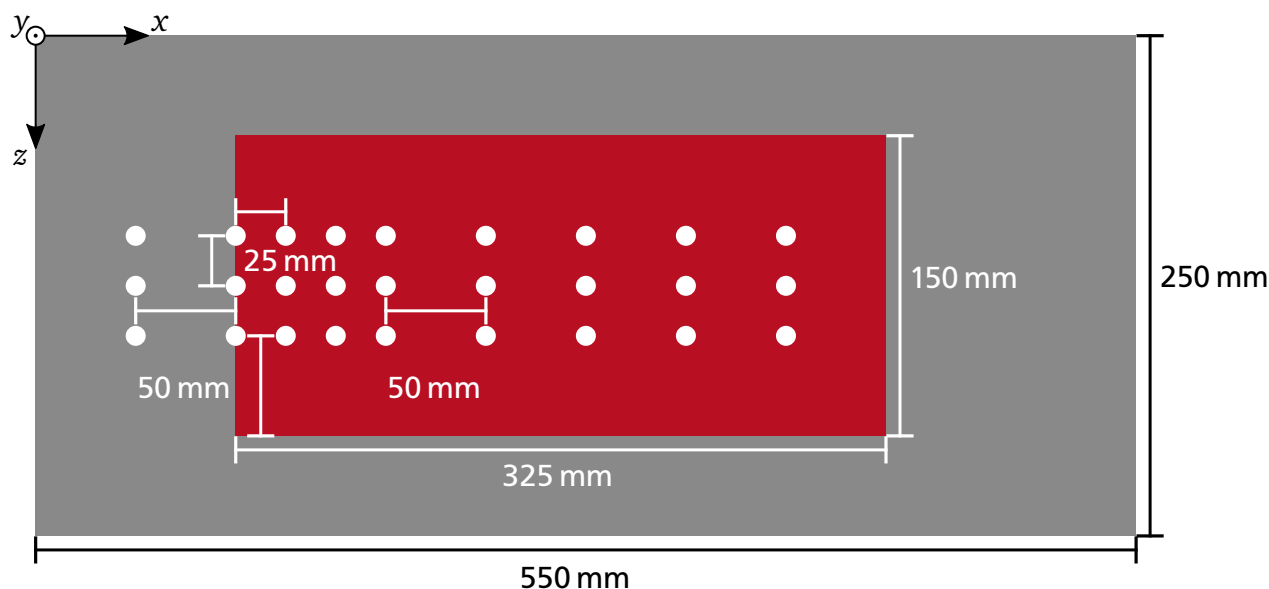


Abbildung 3.3: Maße der Fallwand (äußeres Rechteck) mit Heizerabmessungen sowie -position (inneres Rechteck) und Thermoelementpositionen (Punkte)

3.2.2 Filmerzeugung und Fluidkonditionierung

Der Flüssigkeitsfilm kann durch unterschiedliche Methoden erzeugt werden. Die Erzeugung wiederum hat einen deutlichen Einfluss auf die spätere Benetzung der Wand.^[68–70] Eine einfache Möglichkeit, einen Film zu erzeugen, besteht aus einem Vorlaufbehälter mit Flüssigkeitswehr, über das der Film der Breite nach gleichmäßig die anschließende Wand herabläuft. Die Grundwelligkeit des Films hängt dabei davon ab, wie ruhig die Strömung in den Vorlaufbehälter eintritt. Durch mehrere Einfließöffnungen oder Strömungsberuhigungsmaßnahmen, wie beispielsweise Glasperlen im Vorlaufbehälter, kann die Strömung beruhigt werden.^[71] Eine weitere Möglichkeit besteht darin, den Film aus einem dünnen Spalt heraus zu erzeugen, der durch eine Messerkante gebildet wird. In dieser Arbeit wird eine Filmlegereinheit genutzt, die diesem Konzept ähnlich ist. Die Filmlegereinheit ist so ausgelegt,^[71] dass im untersuchten Parameterbereich immer eine ausgeprägte Kanalströmung^[72] am Auslass vorliegt. Die Kante am Auslass ist scharf geschliffen und der Filmleger ist umlaufend mit einer Filzdichtung nach DIN 5419^[73] gedichtet (Abbil-

dung 3.4). Abhängig vom gewählten Massenstrom kann die Spaltdicke über zwei Lineartische variiert werden. Zum Einstellen einer über die Breite konstanten Filmdicke können die Lineartische mit zwei Messuhren abgeglichen werden. Je nach Massenstrom ist eine andere Spaltdicke für einen initial möglichst glatten Film erforderlich. Im Sammelbehälter befindet sich ein Ventil zum Druckausgleich mit der Umgebung, das beim Einstellen des Spaltes geöffnet wird, damit das Fluid nur aufgrund des hydrostatischen Drucks durch den Filmleger fließt. Dieser wird soweit geschlossen, bis die Flüssigkeit einige Millimeter oberhalb des Überlaufs steht. Anschließend wird das Ventil wieder geschlossen.

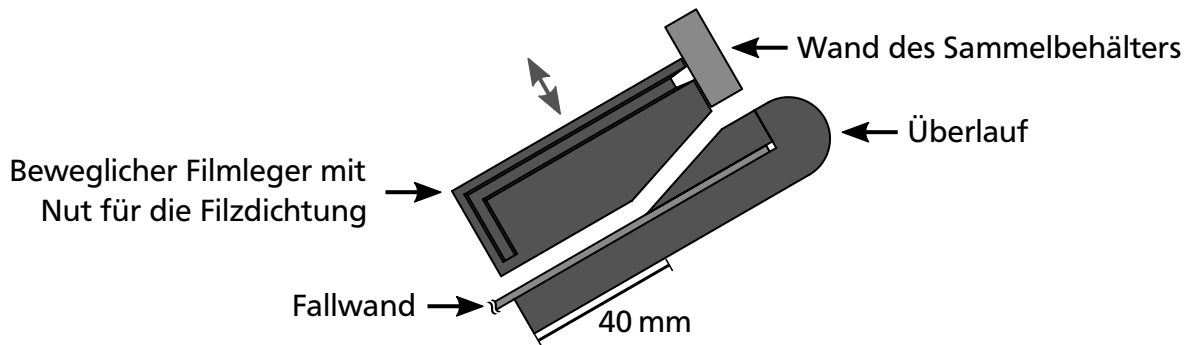


Abbildung 3.4: Schnittansicht des Filmlegers mit umlaufender Nut für eine Filzdichtung nach DIN 5419^[73]

In Vorversuchen wurde der Einfluss des Filmlegers auf die Filmwelligkeit untersucht. Als Vergleichskriterium wurde die Standardabweichung

$$s = \sqrt{\frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (h - \bar{h})^2} \quad (3.1)$$

der Filmdicke h im Verhältnis zur mittleren Filmdicke \bar{h} gewählt. Die normierte Standardabweichung ist

$$s_{\text{norm}} = \frac{s}{\bar{h}}. \quad (3.2)$$

Die Ergebnisse sind in Abbildung 3.5 dargestellt. Gerade für die kleinere Reynolds-Zahl (links) wird deutlich, dass der Film nach dem Auslass ohne Filmleger erheblich welliger ist als mit Filmleger. Auch für die größere Reynolds-Zahl (rechts) führt der Filmleger zu einer Verringerung der Standardabweichung des Films. Durch das gewählte Filmlegerkonzept kann somit sichergestellt werden, dass der Film im Strömungsverlauf hauptsächlich vom Lautsprecher gezielt angeregt und nicht durch den Filmauftrag gestört wird.

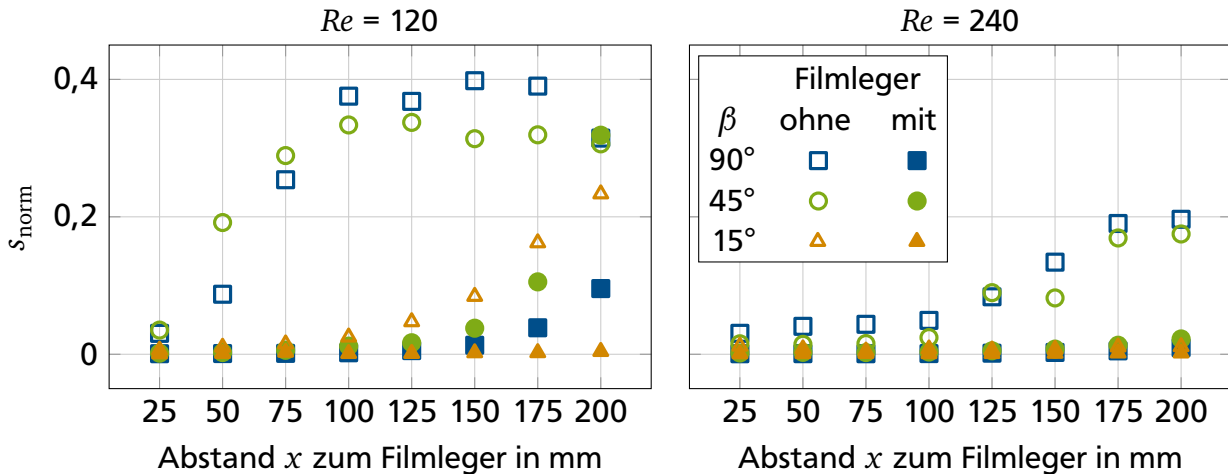


Abbildung 3.5: Einfluss des Filmlegers auf die Filmwelligkeit dargestellt als normierte Standardabweichung s_{norm} über den Abstand x zum Filmleger für drei Neigungswinkel β mit $Re = 120$ (links) und 240 (rechts)

3.2.3 Wellenanregung

In Vorversuchen wurden unterschiedliche Konzepte zur Wellenanregung erprobt. Eine Ventil-schaltung zum Erzeugen stoßartiger Einzelwellen konnte nicht zufriedenstellend umgesetzt werden. Zum einen waren nur relativ geringe Anregungsfrequenzen bis $f_A = 5$ Hz möglich und zum anderen vibrierte die Versuchsanlage durch die Druckstöße, sodass die Einzelwellen von kleineren Wellen überlagert wurden. Daher wurde die auch in der der Literatur verbreitete Wellenanregung mittels Lautsprecher verwendet, die ein breites Frequenzspektrum mit variabler Amplitude ermöglicht. Die Art der Frequenzaufprägung unterscheidet sich allerdings in der Literatur. Entweder variiert ein Lautsprecher den Querschnitt eines Silikonschlauchs, in dem eine Platte, die an der Membran des Lautsprechers befestigt ist, auf den Schlauch drückt,^[25,46] oder er ist an einen Vorratsbehälter angebracht und variiert dessen Innendruck.^[17,74]

Mit der Anbringung des Lautsprechers direkt am Vorlaufbehälter kann der Film reproduzierbar angeregt werden. Das sinusförmige Signal wird über einen Funktions-Generator erzeugt und von einem Audioverstärker an den Lautsprecher übertragen. Die beiden Kanäle des Verstärkers sind parallel geschaltet, um im unteren Frequenzbereich genug Leistungsreserve zu haben, da der Verstärker für 20 Hz bis 20 kHz ausgelegt ist. Um sicherzustellen, dass der Audioverstärker im Bereich von 1 Hz bis 20 Hz betrieben werden kann, wurden Messungen parallel mit einem 4-Quadranten-Verstärker durchgeführt und verglichen. Im Vergleich beider Geräte konnte kein Unterschied festgestellt werden und die Qualität des Audioverstärkers ist somit hinreichend. Als Lautsprecher kam ein Tieftöner mit Doppelschwingspule zum Einsatz. Durch die hinterlüftete

Zentrierung und die Polkernventilierung kann ein Überhitzen bei höheren Pegeln im Vergleich zu anderen getesteten Lautsprechern verringert werden. Die geringste Eigenerwärmung des Lautsprechers trat im Frequenzbereich von 1 Hz bis 80 Hz mit einer aktiven und einer kurzgeschlossenen Schwingspule auf. Es wird vermutet, dass dies am linearisierten Impedanzverlauf im Vergleich zur Parallel- oder Reihenschaltung der beiden Spulen liegt.

Durch die Wellenanregung wird nicht nur der Film, sondern auch der gesamte Versuchsaufbau leicht angeregt. Um auszuschließen, dass gegebenenfalls Eigenschwingungen der Versuchsanlage einen Einfluss auf die Hydrodynamik und Wärmeübertragung haben, wurde mit Beschleunigungssensoren und einem Modalhammer eine Eigenfrequenzanalyse für drei verschiedene Neigungswinkel durchgeführt. Die Sensoren wurden an unterschiedlichen Positionen an der Fallwand, dem Gerüst und dem Lautsprecher angebracht. Angeregt wurde mit einem Schlag auf die Polplatte des Lautsprechers, da an dieser Position am Versuchsstand auch während der Experimente angeregt wird. Das Spektrum der Eigenfrequenzen ist bei 90° Neigungswinkel deutlich ausgeprägter als bei niedrigeren Neigungswinkeln (Abbildung 3.6). In der Analyse der Messdaten war kein Einfluss der Eigenfrequenzen erkennbar und sie sind daher zu vernachlässigen.

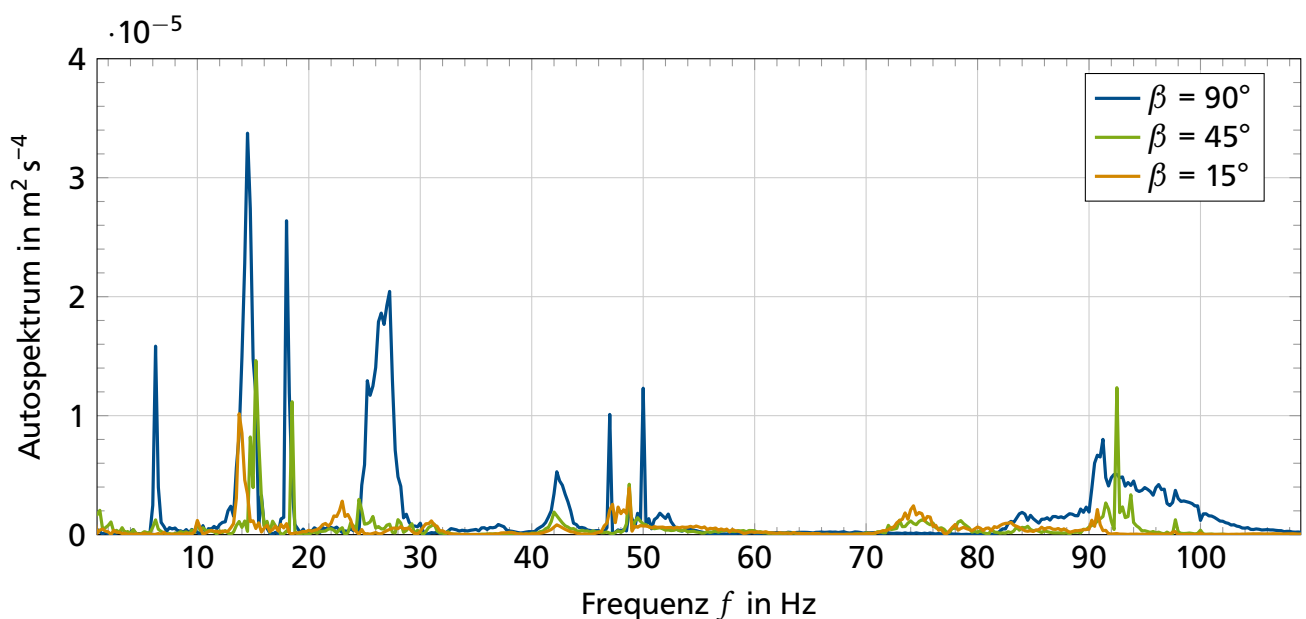


Abbildung 3.6: Frequenzanalyse des Versuchsaufbaus für drei Neigungswinkel β

3.3 Messtechnik und Datenerfassung

Der Flüssigkeitsfilm und dessen Entwicklung wird mit unterschiedlichen Verfahren messtechnisch erfasst. Dabei wird zum einen die Filmoberfläche über die gesamte Fallwand aufgezeichnet und zum anderen lokal die Filmdicke nacheinander an verschiedenen Positionen gemessen. Zusätzlich

wird die Wandtemperatur mit Thermoelementen gemessen. Die Details sind in den folgenden Unterabschnitten beschrieben.

3.3.1 Fotografische Erfassung der Filmoberfläche

Zur Erfassung der Filmoberfläche wird eine digitale Spiegelreflexkamera mit einem Weitwinkelobjektiv verwendet. Die Kamera ist in einem Abstand von 0,4 m zwischen Fallwand und vorderster Linse fest am Versuchsstand angebracht. Dadurch wird eine Neuausrichtung der Kamera nach Drehung des Versuchsstands vermieden und die Aufnahmen können direkt miteinander verglichen werden. Durch die relativ kleine Brennweite von 11 mm (Kleinbildäquivalent 16,5 mm) wird das Bild im Randbereich deutlich verzeichnet. Dies führt zu einer lokalen Änderung des Abbildungsmaßstabes und einem Abbildungsfehler. Diese Verzeichnung wird mit Hilfe einer Nachbearbeitung rechnerisch korrigiert (vgl. Unterabschnitt 3.6.3). Da Filmoberflächengeschwindigkeiten von bis zu 2 m s^{-1} zu erwarten sind, ist eine kurze Belichtungszeit von $1/1000 \text{ s}$ nötig, um die Wellen scharf aufnehmen zu können. Diese kurze Belichtungszeit erfordert eine gute Ausleuchtung des Versuchsstandes. Um Reflexionen zu vermeiden, ist eine direkte Beleuchtung nicht möglich. Aus diesem Grund wird die Dunkelfeldbeleuchtung als Alternative verwendet, bei der das Licht in einem sehr kleinen Winkel zur untersuchten Oberfläche steht. Sie kommt in der Regel zum Einsatz, wenn Oberflächendefekte, Kratzer oder Gravuren hervorgehoben werden sollen.^[75] Die Kamera erreicht bei dieser Art der Beleuchtung nur das Streulicht, das durch die Kanten der beleuchteten Oberfläche entsteht. Die Wellenberge und -täler werden dadurch besonders hervorgehoben.

In Vorversuchen hat sich gezeigt, dass ein Blitzgerät als Lichtquelle für die Dunkelfeldbeleuchtung ungeeignet ist. Auf der linken Seite in Abbildung 3.7 ist ein Bild von einem Fallfilm dargestellt, der von einem Blitz beleuchtet wird. Im unteren Bereich ist der Film sehr hell und im oberen Bereich zu dunkel ausgeleuchtet. Im Vergleich dazu ist auf der rechten Seite die Beleuchtungsvariante mit einer individuell angepassten Lichtleiste aus Hochleistungs-Leuchtdioden (LED) zu sehen. Der Helligkeitsunterschied zwischen oberem und unterem Bereich der Fallwand fällt deutlich geringer aus. Gerade im oberen Bereich ist zudem der Kontrast zwischen Wellenbergen und -tälern größer als für den Blitz. Der noch vorhandene vertikale Helligkeitsverlauf wird für die Analysen über eine Referenzaufnahme korrigiert und auf ein einheitliches Helligkeitsniveau gebracht (Unterabschnitt 3.6.3). Die Lichtquelle besteht aus zwei parallel angeordneten LED-Leisten mit je 11 LED, deren Licht jeweils mit einer Linse fokussiert wird. Die LED-Leiste ist am unteren Ende der Fallwand angebracht. Dadurch konnte ein besserer Kontrast der Bilder erreicht werden.



(a) Beleuchtung mit Blitz und Lichtformer



(b) Beleuchtung mit LED-Leiste

Abbildung 3.7: Vergleich der Beleuchtungsvarianten: (a) Blitz und Lichtformer, (b) LED-Leiste

3.3.2 Chromatisch-konfokale Schichtdickenmessung

Die Schichtdicke ist ein essentieller Parameter zur Charakterisierung des Flüssigkeitsfilms. Basierend auf den vorgestellten Methoden (Abschnitt 2.4) mit ihren Vor- und Nachteilen wurde für diese Arbeit ein chromatisch-konfokales Messsystem (CHR) ausgewählt, das sich für die Messung von Oberflächenprofilen und Schichtdicken etabliert hat.^[40,41,66,67] Zu den Vorteilen dieser nichtinvasiven Messmethode zählt die hohe zeitliche Auflösung mit einer Messfrequenz von bis zu 4 kHz und die räumliche Auflösung im Bereich von wenigen Mikrometern. Zudem kann diese Messtechnik örtlich sehr flexibel an der Fallwand, auch in der Nähe des Filmlegers, eingesetzt werden. Der Messkopf ist auf einer elektrisch verfahrbaren Linearschiene angebracht, um die Filmdicke entlang der Strömungsrichtung an verschiedenen Positionen messen zu können.

Das Messverfahren des CHR (Abbildung 3.8) beruht darauf, dass spektral breitbandiges Licht in einen Lichtwellenleiter eingekoppelt wird. Von dort gelangt es in den Messkopf, der ein Linsensystem mit ausgeprägter chromatischer Aberration aufweist. In Abhängigkeit der Wellenlänge λ wird das Licht unterschiedlich gebrochen und auf der zu untersuchenden Oberfläche fokussiert. Das Licht einer bestimmten Wellenlänge hinterlässt dort einen hellen Punkt mit einem Durchmes-

ser von wenigen Mikrometern. Dieser Lichtpunkt ist der Fokuspunkt genau dieser Wellenlänge und wird zurück in den Messkopf reflektiert und in den Lichtwellenleiter eingekoppelt. Die Reflektionen der restlichen Wellenlängen sind durch ihre Unschärfe deutlich abgeschwächt. Über den Lichtkoppler wird das Signal von einem Spektrometer analysiert und anschließend wird die fokussierte Wellenlänge detektiert. Durch eine vorherige Kalibrierung des Messsystems kann so über die Wellenlänge der Messabstand bestimmt werden. Durch unterschiedliche Messköpfe mit anderen optischen Eigenschaften bezüglich der Aberration ergeben sich verschiedene Messbereiche.^[65]

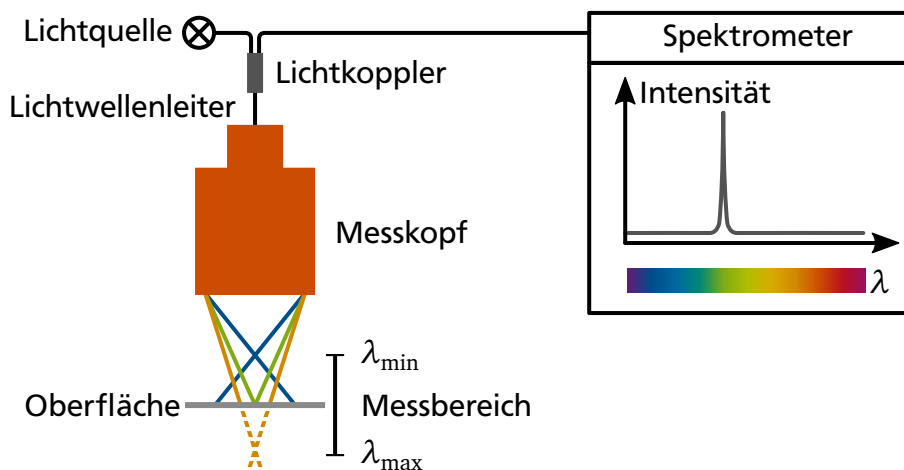


Abbildung 3.8: Chromatisch-konfokales Abstandsmessprinzip nach Kunkel und Schulze^[65]

Befindet sich ein optisch transparentes Material im Messbereich, so wird an beiden Grenzflächen jeweils eine definierte Wellenlänge fokussiert und vom Spektrometer zwei diskrete Wellenlängen detektiert (Abbildung 3.9). Unterscheiden sich, wie im Fall von Luft und Wasser, die Brechungsindizes n der beiden Medien, wird das Licht an deren Grenzfläche nach dem Brechungsgesetz von Snellius gebrochen und der optische Weg verlängert sich. Für bekannte Brechungsindizes kann über die Differenz der Wellenlängen die Dicke des transparenten Materials bestimmt werden. Der Brechungsindex ist abhängig von Druck, Temperatur und Wellenlänge. Nach Thormählen *et al.*^[76] beträgt der Brechungsindex von Wasser $n = 1,333$ für $p = 1$ bar, $t = 20^\circ\text{C}$ und $\lambda = 589,32$ nm. Den größten Einfluss auf den Brechungsindex hat die Temperatur. Für $t = 40^\circ\text{C}$ sinkt er auf $n = 1,331$. Da der Einfluss des veränderten Brechungsindex auf die berechnete Schichtdicke durch die Temperatur jedoch kleiner ist als 0,2 %, wird dieser vernachlässigt. Durch Druckänderung verändert sich der Brechungsindex in noch kleinerem Maß und wird ebenfalls vernachlässigt. Ein weiterer Einfluss auf die Messung ergibt sich durch die Wellen im Flüssigkeitsfilm. Nur bei Wellenberg- und -tälern ist der Sensor orthogonal zur Filmoberfläche. In den Zwischenzuständen wird durch Brechungseffekte eine größere Filmdicke gemessen, als sie in Realität ist. Durch die im Verhältnis große Wellenlänge zur Amplitude wird dieser Fehler wie auch von Le^[74] auf unter 1 % geschätzt.

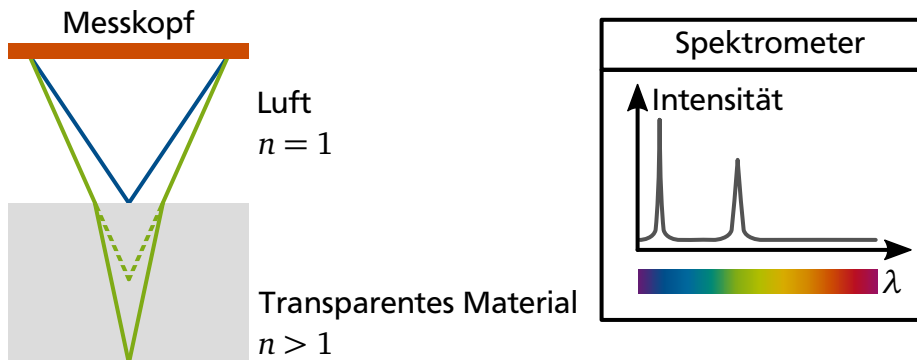


Abbildung 3.9: Chromatisch-konfokale Schichtdickenmessung eines transparenten Materials nach Kunkel und Schulze^[65]

Für die Auswerteeinheit stehen verschiedene optische Messköpfe zur Verfügung. Diese unterscheiden sich unter anderem im Messbereich, in der lateralen Auflösung und der Lichtstärke. Die laterale Auflösung nimmt mit zunehmendem Messbereich ab, da die Auflösung des Spektrometers für jeden der Messköpfe gleich ist und sich über jeden Messbereich das gleiche Wellenlängenspektrum des Lichts verteilt. Mit steigendem Messbereich nimmt ebenso die benötigte Lichtstärke ab. Für die Untersuchungen eines dynamischen Films ist es optimal, mit der maximalen Abtastrate von 4 kHz zu messen, damit die Kontur der Filmoberfläche sauber detektiert werden kann und keine Bewegungsunschärfe entsteht. Da drei Messköpfe zur Verfügung stehen (Tabelle 3.1), wurde getestet, welcher die für die gegebene Messaufgabe, mit Hinblick auf Auflösung, Lichtstärke und Messwinkel zur Oberfläche, die besten Ergebnisse liefert. Der Messkopf mit dem kleinsten Messbereich ist nicht lichtstark genug und das Signal ist zu schwach. Ebenfalls ist der Messbereich nicht für den kompletten Parameterbereich ausreichend, da Filmdicken von mindestens 1 mm für einen glatten Film erwartet werden. Der Messkopf mit einem Messbereich von 3 mm (4 mm bei einem Brechungsindex von $n = 1,333$) wird schließlich für die Messungen verwendet, da der Messkopf mit einem Messbereich von 6 mm eine geringere räumliche Auflösung hat und der mögliche Messwinkel zur Oberfläche kleiner ist.

Tabelle 3.1: Ausgewählte Eigenschaften der CHR-Messköpfe^[77]

Messbereich	Dickenmessbereich ($n = 1,333$)	Messfleck- durchmesser	Laterale Auflösung	Messwinkel zur Oberfläche
600 μm	$\approx 40 \mu\text{m}$ bis $800 \mu\text{m}$	4 μm	2 μm	$90^\circ \pm 30^\circ$
3 mm	$\approx 130 \mu\text{m}$ bis 4 mm	12 μm	6 μm	$90^\circ \pm 30^\circ$
6 mm	$\approx 270 \mu\text{m}$ bis 8 mm	16 μm	8 μm	$90^\circ \pm 25^\circ$

3.3.3 Temperaturmessung

Ziel dieser Arbeit ist es, den Einfluss der Wellenanregung auf die Wärmeübertragung zu untersuchen. Dazu ist die Kenntnis der Film- und Wandtemperatur entscheidend. Zum Messen von Filmoberflächentemperaturen bietet sich die Infrarotthermographie als nichtinvasives Verfahren an. Allerdings hat Freystein^[66] gezeigt, dass sich dieses Verfahren nicht für Temperaturmessungen auf bewegten Flüssigkeitsoberflächen eignet. Dies liegt zum einen daran, dass die Strahlungsintensität von der Oberflächentopographie abhängt, die beim Messen unbekannt ist, und zum anderen daran, dass der Fokus des Objektivs mit seinem endlichen Schärfentiefebereich die Messung beeinträchtigt. Diese Einschränkungen verhindern den Einsatz von Infrarotthermographie, da keine ausreichende Genauigkeit erreicht werden kann.

Eine weitere Möglichkeit zur Messung der Filmoberflächentemperatur ist die Verwendung von Mikrothermoelementen. Durch einen geringen Durchmesser von bis zu 13 μm und der daraus resultierenden niedrigen thermischen Trägheit im Vergleich zu Thermoelementen mit größerem Durchmesser, wird eine schnelle Ansprechzeit erreicht. Diese Mikrothermoelemente wurden bereits eingesetzt, um die Temperatur von Einzelblasen beim Sieden^[78] und die Oberflächentemperatur eines verdunstenden Tropfens^[79] zu messen. Mikrothermoelemente weisen allerdings, bedingt durch ihre Größe, eine geringere mechanische Stabilität im Vergleich zu herkömmlichen Thermoelementen auf und eignen sich daher nicht für die Temperaturmessung von welligen Filmen.^[66] Dadurch kann einerseits nicht sichergestellt werden, an welcher Stelle im Film die Temperatur gemessen wird und andererseits ist eine Oberflächentemperaturmessung durch die Schwankung der Filmdicke nicht möglich. Al-Sibai^[17] hat ebenfalls gezeigt, dass die Messung einer Bezugstemperatur mit Thermoelementen im Film, die für die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten nötig ist, nur mit zu großer Messunsicherheit möglich ist und teilweise den Film beeinflusst. Basierend auf diesen Erkenntnissen und fehlenden technischen Alternativen wurde darauf verzichtet, eine Temperatur im Flüssigkeitsfilm oder an dessen Oberfläche zu messen.

Die Wandtemperatur wird mit Thermoelementen Typ K mit einem Durchmesser von 0,5 mm gemessen. Die Messstelle der gewählten Thermoelemente ist nicht isoliert, sondern direkt mit dem Mantel verschweißt (vgl. Abbildung 3.10). Dies garantiert eine bestmögliche Ansprechzeit und thermische Anbindung. Zudem wird auf diese Weise sichergestellt, dass alle verwendeten Thermoelementmessstellen den gleichen Abstand zur Wand haben. Bei dieser Ausführung ist allerdings darauf zu achten, dass keine Erdschleifen im Versuchsaufbau vorhanden sind, da diese Messfehler verursachen würden.



Isolierte Messstelle



Mantelverschweißte Messstelle

Abbildung 3.10: Unterschiedliche Ausführungen von Mantelthermoelementen: isolierte (links) und mantelverschweißte Messstelle (rechts)

3.3.4 Datenerfassung und -verarbeitung

Die Versuchsanlage wird mittels eines speziell für diese Anlage entwickelten *LabVIEW*-Programms gesteuert. Die Signale der Thermoelemente werden von einem SCXI-System erfasst, zur Überwachung auf der Programmoberfläche dargestellt und gespeichert. Über weitere analoge Ein- und Ausgänge werden die Massenströme gemessen und die Pumpendrehzahl eingestellt. Das Netzteil wird über eine serielle Schnittstelle angesteuert. Synchron zu den Temperaturen werden die Daten der CHR-Messtechnik über eine serielle Schnittstelle erfasst und gespeichert. Für einen automatisierten Messablauf (Abschnitt 3.4) wird die Linearschiene mit dem CHR-Messkopf ebenfalls über das *LabVIEW*-Programm verfahren. Der Frequenzgenerator und der Verstärker besitzen keine Kommunikationsschnittstellen. Um jedoch die an diesen Geräten eingestellten Werte mit den übrigen Messdaten zu verknüpfen, können diese im Programm in entsprechende Felder manuell eingetragen und somit gespeichert werden.

3.4 Versuchsdurchführung

Vor jeder Messreihe wird die Fallwand vollständig mit Isopropanol gereinigt und der Neigungswinkel der Anlage wird mit einer digitalen Wasserwaage eingestellt. Der CHR-Messkopf wird auf der Linearschiene von Anfang bis Ende verfahren, um sicherzustellen, dass die Schiene parallel zu Wand ausgerichtet ist und der CHR-Messkopf innerhalb seines Messbereichs arbeiten kann. Anschließend wird das Entlüftungsventil im Sammelbehälter und der Filmleger geöffnet. Über das *LabVIEW*-Programm werden an beiden Pumpen die entsprechenden Massenströme eingestellt, die über die Coriolis-Massendurchflussmesser kontrolliert werden. Zu Beginn muss mittels eines Wischers sichergestellt werden, dass die komplette Fallwand benetzt ist.

Zunächst wird mit dem maximalen Massenstrom begonnen und dieser langsam bis auf den gewünschten Wert reduziert. Der Filmleger wird soweit geschlossen, bis im Sammelbehälter das Wasser einige Millimeter oberhalb des Überlaufs steht. Dann wird auch das Entlüftungsventil geschlossen. Über das Netzteil wird der elektrische Widerstandsheizter mit Strom versorgt und dadurch wird die Fallwand beheizt. Ein Temperaturüberwachungsalgorithmus stellt sicher, dass

der Heizer vor Durchbrennen für den Fall einer Überhitzung durch Filmaufriss geschützt wird. Über das Thermostat wird die Einlauftemperatur des Films geregelt. Je nach Parametersatz dauert es aufgrund der thermischen Trägheit des Gesamtsystems mehrere Stunden, bis der Versuch einen quasistationären Zustand erreicht hat. Als Kriterium für Stationarität wird die Änderung der Einlasstemperatur gewählt. Wenn sich diese innerhalb einer halben Stunde nicht mehr als $0,1\text{ }^{\circ}\text{C}$ ändert, kann mit den Versuchen begonnen werden.

Der CHR-Messkopf wird zunächst in einem Abstand von 25 mm zum Filmleger positioniert. Eine Positionierung näher am Auslass ist aufgrund seiner räumlichen Ausdehnung nicht möglich. Am Frequenzgenerator wird die gewünschte Anregungsfrequenz f_A gewählt und das Signal über den Verstärker verstärkt. Für jede Frequenz wird der Film mit der gleichen Amplitude A_A angeregt. Um große Wellen zu erzeugen, wurde die über den gesamten Parameterbereich mögliche Anregungsamplitude A_A gewählt, die der Lautsprecher technisch zuließ. Für die Reynolds-Zahl $Re = 120$ beträgt $A_A = 20\text{ }\mu\text{m}$ und für $Re = 240$ ist $A_A = 30\text{ }\mu\text{m}$. Mit größeren Anregungsamplituden für die jeweilige Reynolds-Zahl überhitzt der Lautsprecher. Mit dem *LabVIEW*-Programm kann die Amplitude der Wellenanregung kontrolliert werden. So kann unabhängig von der Frequenz immer die gleiche Anregungsamplitude gewährleistet werden. Zwischen eingestellter Leistung am Verstärker und der resultierenden Anregungsamplitude besteht kein eindeutiger Zusammenhang, da der Wirkungsgrad des Lautsprechers und des Verstärkers frequenzabhängig ist. Die Versuche ohne Wellenanregung sind mit ausgeschaltetem Verstärker durchzuführen. Selbst wenn im Frequenzgenerator und Verstärker die Ausgänge auf Null gestellt waren, konnte die eingestellte Frequenz im Film gemessen werden. Zuerst werden mit der Kamera (Einstellungen Tabelle 3.2) ferngesteuert bei eingeschalteter LED-Lichtleiste Bilder vom Film aufgenommen. Anschließend wird der automatisierte Messablauf ohne Beleuchtung gestartet. Die Temperaturen werden über die gesamte Messzeit gespeichert. Der CHR-Messkopf wird beginnend bei der Position nahe dem Filmleger in 25 mm Schritten entlang der Strömungsrichtung an einer z-Position verfahren und an jeder Position wird für eine Dauer von 10 s die Filmdicke aufgezeichnet. Am Ende der Messung werden alle Daten in einer Datei gespeichert.

Tabelle 3.2: Kameraeinstellungen für fotografische Aufnahmen der Filmoberfläche

Belichtungszeit	Blendenzahl	Empfindlichkeit
1/1000 s	4,5	ISO 400

3.5 Abschätzung der Wärmeverlustströme

Der über den Heizer eingebrachte Wärmestrom wird direkt am Netzteil gemessen. Die Verluste in den Zuleitungen werden vernachlässigt. Da die Fallwand, im Verhältnis zu ihrer Breite und

Länge, sehr dünn ist, kann von einer eindimensionalen Wärmeleitung in y -Richtung ausgegangen werden. Mit dem Finite-Elemente Programm *COMSOL Multiphysics* wurde der Wärmeverluststrom über die Rückseite der Fallwand abgeschätzt. Zwischen Heizer und Umgebung befindet sich zur Isolation eine 20 mm dicke Kunststoffplatte, deren Wärmeleitfähigkeit um den Faktor 75 kleiner ist als die der Edelstahlplatte. An der Rückseite der Kunststoffplatte wurde natürliche Konvektion als Randbedingung gewählt. Auf der Edelstahlwand wurde von einem laminaren Film ausgegangen, was einer konservativen Abschätzung entspricht. Die Wandtemperaturwerte der Simulation wurden über mehrere Experimente validiert. Die Simulation hat gezeigt, dass etwa 99 % des Wärmestroms in den Film eingetragen werden und der Rest über die Rückseite an die Umgebung abgegeben wird.^[80] Aus diesem Grund kann der Wärmeverluststrom im weiteren Verlauf vernachlässigt werden und wird nicht weiter berücksichtigt.

3.6 Datenauswertemethoden

In diesem Unterkapitel werden die jeweiligen Methoden der Datenauswertung für spätere Darstellung der Ergebnisse für die Messgrößen Temperatur, Filmdicke, Wellenlänge und -geschwindigkeit beschrieben.

3.6.1 Temperatúrauswertung

Die Temperaturen werden zeitlich über eine Messdauer von etwa 2,5 Minuten kontinuierlich gemessen, während das CHR-Messsystem die unterschiedlichen Positionen anfährt und die Schichtdicke misst, und für die Auswertung arithmetisch gemittelt. Zusätzlich findet eine räumliche Mittelung der Temperatur statt, jeweils basierend auf den Messwerten der drei Thermoelemente, die den gleichen Abstand x zum Filmleger aufweisen. Im unteren Bereich der Fallwand kann je nach Parametersatz eine komplexe mehrdimensionale Strömung vorliegen, deren Filmdicke über die Breite variiert. Dies beeinflusst die Wandtemperatur, da sie für einen dünnen Filmabschnitt größer und für einen dicken Filmabschnitt kleiner ist als die über die Breite gemittelte Wandtemperatur. Da die Temperatur nur lokal an drei Positionen gemessen wird, können in diesem Strömungsbereich die Wandtemperaturen nicht für die Auswertung verwendet werden. Die Standardabweichung der örtlich gemittelten Temperatur wird als Maß dafür herangezogen, ab welchem Abstand x zum Filmleger die Filmdicke über die Breite der Fallwand stark variiert.

3.6.2 Filmdickenauswertung

Vom CHR-Sensor werden zwei Distanzen d_1 und d_2 detektiert. Distanz d_1 entspricht dem Abstand zwischen Sensor und Filmoberfläche und Distanz d_2 dem Abstand zur Wandoberfläche. Das Wandsignal hat stets eine höhere Signalintensität, etwa fünf bis zehnmal höher, als das Signal der Filmoberfläche. Die Beobachtung wird in der Literatur^[66,67] bestätigt. Durch die Lichtbrechung mit dem Brechungsindex n an der Filmoberfläche ist die gemessene Distanz d_2 kürzer als der reale Abstand. Die Filmdicke

$$h = (d_2 - d_1) n \quad (3.3)$$

kann mit Hilfe der beiden gemessenen Distanzen berechnet werden. Beim Messen der Filmdicke kann es zu Signalaussetzern kommen, die unterschiedliche Ursprünge haben. Wenn die Filmoberfläche zu wellig ist, wird das Signal von der Filmoberfläche zu schwach reflektiert, um vom Sensor detektiert werden zu können. Durch den welligen Film kann auch das Wandsignal, aufgrund zu starker Filmoberflächenneigung, zu schwach zum Detektieren sein. Unterschreitet der Film eine gewisse Mindestschichtdicke, können den beiden Signalen der Oberflächen vom Spektrometer keine zwei diskreten Wellenlängen zugeordnet werden und es wird nur eine Wellenlänge detektiert. Die drei vorgestellten Signalaussetzer können durch unterschiedliche Methoden korrigiert werden. Grundsätzlich gibt die Messtechnik, wenn nur ein Signal detektiert wird, dieses als Distanz d_1 aus. Über die Intensität des Signals wird eine Plausibilitätsüberprüfung durchgeführt, bei der untersucht wird, ob es sich um den Film- oder Wandabstand handelt. Bei Aussetzern im Filmoberflächensignal kann dieses über die Distanz d_2 rekonstruiert werden, denn der gemessene Wandabstand d_2 wird trotzdem durch den transparenten Film beeinflusst. In Abbildung 3.11 sind die unterschiedlichen Distanzen d und die Filmdicke h dargestellt.

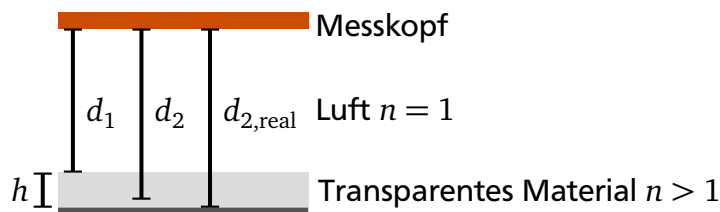


Abbildung 3.11: CHR-Schichtdickenrekonstruktion aus einem Abstandssignal

Zunächst wird über vollständige Datensätze der reale Abstand $d_{2,real}$ vom Messkopf zur Wand berechnet

$$d_{2,real} = d_2 + h \left(1 - \frac{1}{n} \right). \quad (3.4)$$

Darüber kann anschließend die rekonstruierte Filmdicke h_{rekon,d_1} berechnet werden

$$h_{\text{rekon},d_1} = (d_{2,\text{real}} - d_2) \frac{n}{1-n}. \quad (3.5)$$

Durch das Rekonstruieren der Messaussetzer kann sichergestellt werden, dass diese die Bestimmung der mittleren Filmdicke nicht beeinflussen.

Für ein Fehlen der Distanz d_2 wird diese ebenfalls nach der vorgestellten Methode berechnet und daraus die Filmdicke

$$h_{\text{rekon},d_2} = d_{2,\text{real}} - d_1 \quad (3.6)$$

bestimmt. Diese Methoden wurden bereits in anderen Arbeiten^[66,67] genutzt. In Abbildung 3.12 ist eine Beispielmessung der Schichtdicke mit Messaussetzern eines zum Teil zu dünnen Films dargestellt. Über die vorgestellte Korrekturmethode wurden die fehlenden Datenpunkte rekonstruiert.

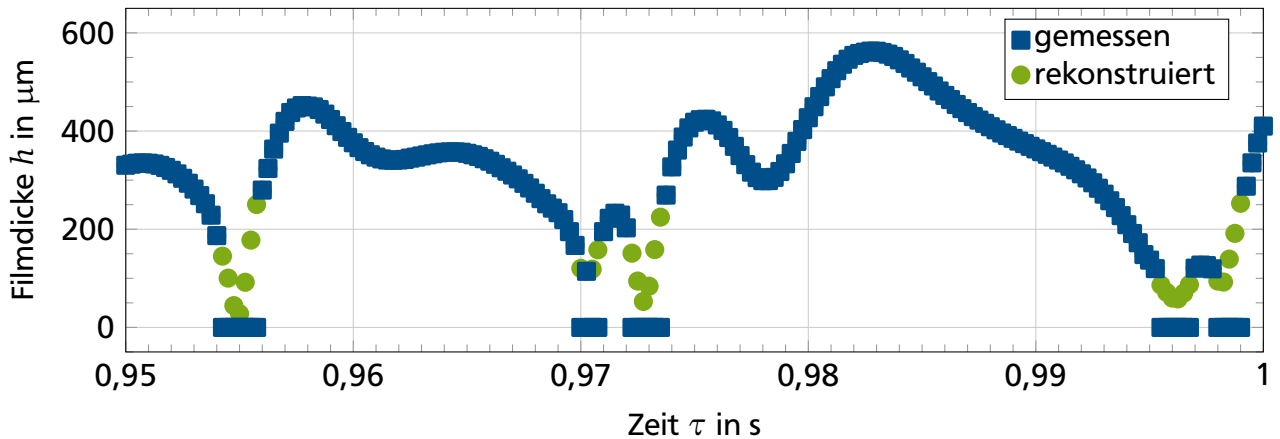


Abbildung 3.12: CHR-Daten der Filmdicke h über der Zeit τ mit fehlenden Reflexionen durch einen zu dünnen Film und deren rekonstruierte Datenpunkte

3.6.3 Wellenlängen und -geschwindigkeitsauswertung

Die auftretenden Wellenlängen werden über eine Spiegelreflexkamera erfasst. Durch das verwendete Weitwinkelobjektiv kommt es zu einer tonnenförmiger Verzeichnung, die über eine Kalibrierung mit einem Schachbrettmuster mittels *MATLAB* kompensiert wird. Mit dem Schachbrettmuster wird anschließend das Verhältnis aus Pixeln zu Millimetern bestimmt. Dies beträgt für alle Messungen mindestens $6,37 \text{ Pixel mm}^{-1}$. Weiterhin sind die aufgenommen Bilder ungleichmäßig beleuchtet. Der untere Teil der Fallwand ist deutlich heller als der obere Teil. Für die Belichtungskorrektur wird eine Aufnahme einer grauen Pappe verwendet und daraus die

Anpassung berechnet. Dies ist für eine automatisierte Auswertung nötig, damit die Intensitätsmaxima der aufgenommenen Bilder entlang der Strömungsrichtung von oben nach unten auf einem Niveau liegen. In Abbildung 3.13 ist auf der linken Seite ein Rohbild zu sehen. In der Mitte ist das mit der Belichtungs- und Objektivkorrektur optimierte Bild dargestellt, in dem die vier Auswertebereiche für die Wellenlängenbestimmung markiert sind. Entlang der Strömungsrichtung werden die Linien in einem Abstand von jeweils 25 mm analysiert. Pro Linie werden zunächst die Pixel über eine Breite von 2 mm gemittelt, um das Sensorrauschen zu reduzieren. Im Intensitätsverlauf des Bildes entlang einer Linie entsprechen die lokalen Maxima den Wellenberg und die Minima den Wellentälern (rechts in Abbildung 3.13). Mit dem Abstand zweier benachbarter Maxima und der Kalibrierung der Kamera wird die Wellenlänge berechnet. Die ersten drei Maxima, die einen definierten Schwellenwert überschreiten, werden für die Wellenlängenbestimmung verwendet. Aus drei in kurzer zeitlicher Abfolge aufgenommen Bildern pro Parametersatz werden insgesamt 24 Wellenlängen berechnet, die anschließend arithmetisch gemittelt werden. Über die Frequenz f der Wellen kann mit der Wellenlänge λ die Wellengeschwindigkeit $w = f \lambda$ berechnet werden.

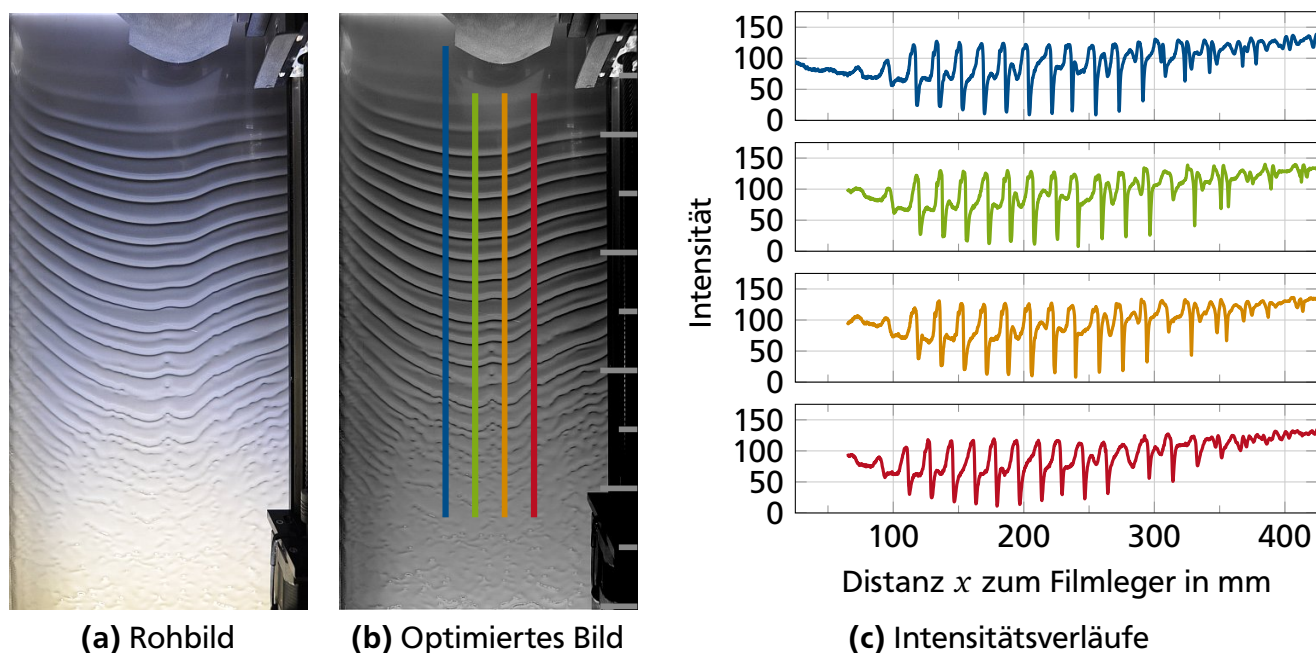


Abbildung 3.13: Für die Wellenlängenbestimmung wird das Rohbild (a) durch eine Belichtungs- und Objektivkorrektur optimiert (b). Aus den Abständen der Maxima in den Intensitätsverläufen kann die Wellenlänge berechnet werden (c).

3.7 Betrachtung der Messunsicherheiten und Kalibrierung der Messaufnehmer

Messwerte einer physikalischen Größe weisen grundsätzlich eine Unsicherheit auf, die sich aus einem systematischen und einem zufälligen Anteil zusammensetzt. Die systematische Messabweichung wiederum besteht aus einem bekannten und einem unbekannten Teil. Grund für

eine systematische Messabweichung können unvollkommene oder durch Alterung beeinflusste Messgeräte sein, ebenso wie durch den Beobachter verursachte Abweichungen beispielsweise durch falsches Ablesen. Ein unter gleichen Bedingungen aufgenommener Messwert einer Messgröße weist immer eine gleich große systematische Messabweichung auf. Diese kann durch eine Kalibrierung der Messkette reduziert werden. Die zufällige Messabweichung ändert sich mit jeder Messung und liegt innerhalb eines bestimmten Bereichs, der sich mit einer Häufigkeitsdichteverteilung veranschaulichen lässt. Dieser Anteil der Messabweichung lässt sich durch häufiges Messen unter gleichen Bedingungen reduzieren, beispielsweise durch zeitliches Mitteln von Messwerten. Grundsätzlich muss zwischen der Messunsicherheit und der Messabweichung unterschieden werden, denn die Messabweichung kann gleich Null sein, ohne dass dies bekannt ist.^[81]

Die Thermoelemente wurden inklusive der gesamten Messkette rückführbar an einem Standard-Platin-Widerstandsthermometer kalibriert, das wiederum an Fixpunkten nach der Internationalen Temperaturskala von 1990 (ITS-90)^[82,83] kalibriert wurde. Die Messunsicherheit beträgt 185 mK mit einer Wahrscheinlichkeit von 95 %, dass der wahre Wert der Temperatur in diesem Bereich liegt. Alle weiteren Messunsicherheitsangaben beruhen auf Herstellerangaben und sind in Tabelle 3.3 aufgeführt.

Tabelle 3.3: Liste der Messunsicherheiten

Messgröße	Messunsicherheit
Frequenz f bis 5 Hz	$\pm 3 \%$
ab 5 Hz	$\pm 5 \cdot 10^{-3} \%$
Wärmestrom \dot{Q}	$\pm 1 \%$
Massenstrom \dot{M}	$\pm 0,43 \%$
Position x der Linearschiene	$\pm 90 \mu\text{m}$
Schichtdicke h	$\pm (6 \mu\text{m} + h \cdot 1 \%)$
Temperatur T	$\pm 185 \text{ mK}$
Winkel β	$\pm 2^\circ$



Ergebnisse und Diskussion

In diesem Kapitel werden die experimentellen Ergebnisse vorgestellt. Die ersten Abschnitte beinhalten die Ergebnisse zur Hydrodynamik, die auf den räumlich und zeitlich hoch aufgelösten Messungen der Filmdicke sowie der aus den fotografischen Aufnahmen über einen Algorithmus bestimmten Wellenlänge und -geschwindigkeit basieren. Im Anschluss werden diese mit der Literatur gegenübergestellt. Danach werden die Erkenntnisse aus den Wandtemperaturmessungen vorgestellt und diese den Ergebnissen der Untersuchungen zur Hydrodynamik gegenübergestellt. Für jeden Messabschnitt, bestehend aus einer Reynolds-Zahl, einer Wärmestromdichte und einem Neigungswinkel zur Horizontalen, wurden die Frequenzen mit einer festen Anregungsamplitude^I pro Reynolds-Zahl in einer randomisierten Reihenfolge gemessen, um den Einfluss durch eine ansteigende oder sinkende Frequenz auf die Ergebnisse auszuschließen. Ein Überblick über den in diesem Kapitel vorgestellten Parameterbereich ist durch Tabelle 4.1 gegeben. Die Anregungsfrequenz wurde im Bereich von $f_A = 20$ Hz bis 80 Hz in 5 Hz Schritten variiert. Als Bezugspunkt für die verwendeten Stoffwerte wurde die Temperatur am Einlass von $t = 25$ °C verwendet.

Tabelle 4.1: Parameter der Versuche

Reynolds-Zahl Re	Wärmestromdichte \dot{q} in kW m^{-2}	Neigungswinkel β in °	Anregungsfrequenz f_A in Hz	Anregungsamplitude A_A in μm
120	8	15, 30, 45, 90	0, 1, 3, 5, 7, 10,	20
240	8, 16		12, 15, 17, 20, 25, 30, ..., 80	30

^I Die Anregungsamplitude des Films wurde in einem Abstand von $x = 25$ mm zum Filmleger gemessen.

4.1 Hydrodynamische Charakteristika

In den folgenden Abschnitten werden die Ergebnisse der Untersuchungen zu den hydrodynamischen Charakteristika vorgestellt. Es werden zur Übersichtlichkeit ausgewählte Parameterkombinationen gegenübergestellt und der Einfluss der jeweiligen Parameter auf die Charakteristika diskutiert. Der Fokus liegt hierbei auf dem Einfluss der Wellenanregung auf die Hydrodynamik und Wärmeübertragung, da dieser auch im Hinblick auf die Zielsetzung den größten Einfluss besitzt. Ist in einer Abbildung mehr als ein Graph dargestellt, wird eine gemeinsame Legende verwendet und zum Teil auf eine mehrfache Achsenbeschriftung verzichtet. Als Fallwand kam eine ebene Wand zum Einsatz, und nach Brauer^[19] können diese Versuche in guter Näherung mit Versuchen an einem Rohr verglichen werden, wenn das Verhältnis von Filmdicke zu Radius $h/R \leq 0,2$ entspricht.

Zunächst werden die Ergebnisse der zeitlich und örtlich hoch aufgelösten Filmdickenmessungen des natürlichen und des angeregten Films vorgestellt. Die Messungen wurden in festen äquidistanten Abständen x zum Filmleger durchgeführt. Im Anschluss werden die Ergebnisse der Frequenzanalysen dieser Messdaten für natürliche und angeregte Filme erläutert. Darauf folgend werden die Ergebnisse der zeitlichen arithmetisch gemittelten Filmdickenmessungen vorgestellt und mit der Literatur^[5] verglichen. Um den Film detaillierter beschreiben zu können, werden anschließend die Ergebnisse der Wellenmaxima, -minima und der Filmdickenverteilung vorgestellt. Darauf folgen die Ergebnisse der Wellenlänge und -geschwindigkeit. Abschließend erfolgt ein Vergleich der hydrodynamischen Charakteristika mit Korrelationen und Daten aus der Literatur.

4.1.1 Wellenformen

In diesem Abschnitt werde die unterschiedlichen auftretenden Wellenformen erläutert. Wie bereits in Abbildung 2.1 vorgestellt, entwickeln sich die initial sinusförmigen Wellen weiter und die Einzelwellen zerfallen in mehrere Wellen zweidimensionalen oder dreidimensionalen Charakters. Die Filmdicke h ist in allen Darstellungen mit der jeweiligen lokalen mittleren Filmdicke \bar{h} normiert. Für angeregte Filme werden immer drei vollständige Perioden der Dauer $\tau_p = f_A^{-1}$ der Anregungsfrequenz aufgetragen. Damit die dargestellten Wellenformen der Strömungsrichtung von links nach rechts entsprechen, verläuft die Periodenanzahl N beziehungsweise die Zeit τ invertiert. Generell sind sich die Wellenformen mit Frequenzanregung für einen Abstand $x = 25 \text{ mm}$ zum Filmleger sehr ähnlich, da an dieser Position die definierte Anregungsamplitude A_A der Wellen eingestellt wird.

Wellenformen ohne Wellenanregung und ohne Wandbeheizung

In Abbildung 4.1 sind vier zeitliche Verläufe der normierten Filmdicke h/\bar{h} für einen natürlichen Film ohne Wellenanregung und ohne Wandbeheizung dargestellt. Da die Entwicklung der Wellenformen keiner wiederkehrenden Systematik folgt, sind die Daten jeweils über ein Zeitfenster von einer halben Sekunde aufgetragen, jeweils für eine Reynolds-Zahl $Re = 120$ (links) und $Re = 240$ (rechts) sowie die beiden Neigungswinkel $\beta = 15^\circ$ (oben) und $\beta = 90^\circ$ (unten). Die mittlere Filmdicke ist für die größere Reynolds-Zahl von $Re = 240$ mit einem Neigungswinkel von $\beta = 15^\circ$ am größten (vgl. Abbildung 4.8) und die zeitliche Schwankung der normierten Filmdicke ist kaum wahrnehmbar. Die Kurven für alle vier Abstände liegen übereinander. Dies ändert sich mit abnehmender Filmdicke. Für $Re = 120$ und $\beta = 15^\circ$ sind bei $x = 325$ mm die ersten Wellen erkennbar. Der Trend setzt sich fort bis $Re = 120$ und $\beta = 90^\circ$. Hier sind die ersten kleinen Ausschläge erstmals ab einem Abstand von $x = 125$ mm erkennbar. Im weiteren Verlauf sind die Wellenberge etwa bis auf das 1,8-Fache der mittleren Filmdicke angestiegen und die Täler erreichen Werte von unter einem Zehntel der Filmdicke. Der Beginn der ersten Wellen passt gut zu den Werten nach Gleichung (2.11) von Brauner und Moalem Maron.^[21]

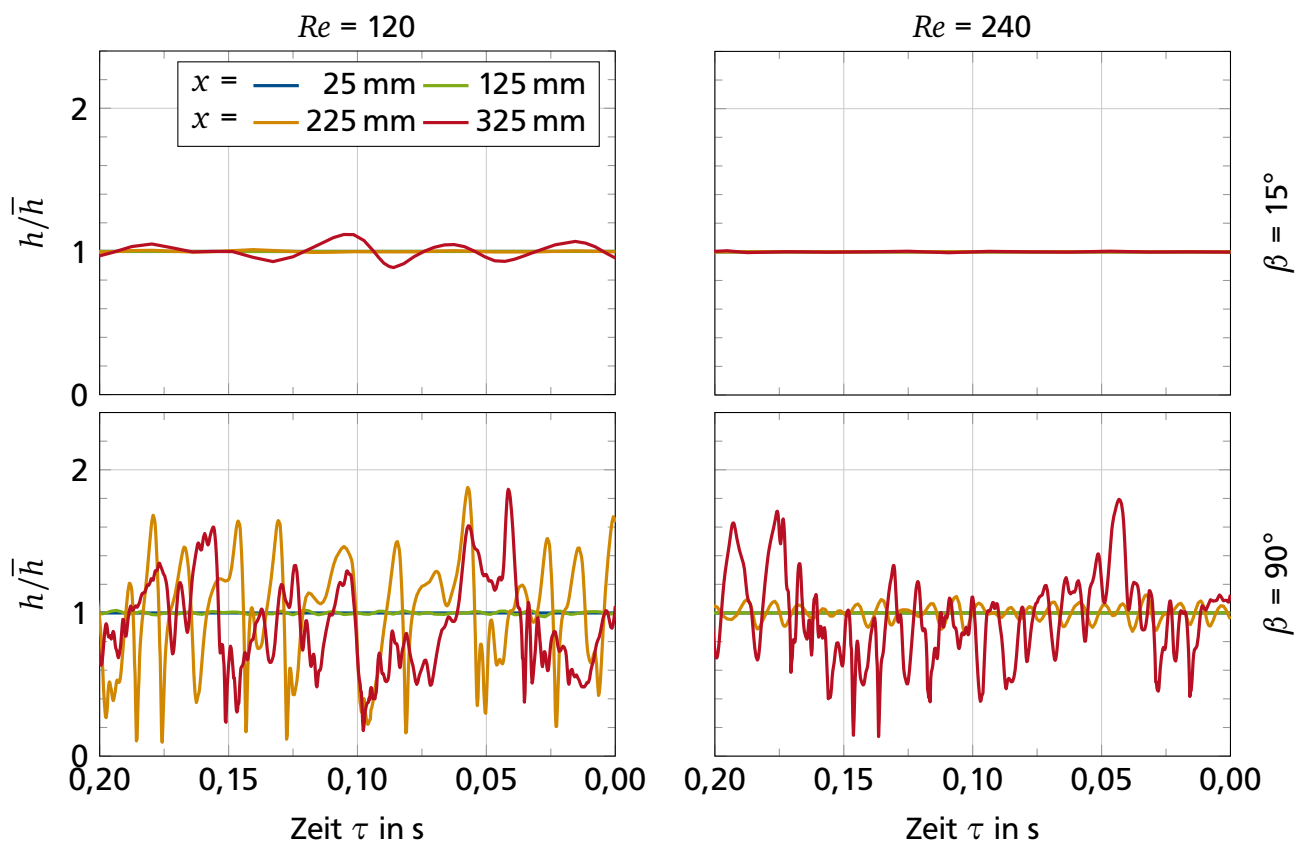


Abbildung 4.1: Normierte Filmdicke h/\bar{h} über der Zeit τ ohne Wellenanregung und ohne Wandbeheizung an vier Abständen x zum Filmleger für $Re = 120$ und 240 sowie $\beta = 15^\circ$ und 90°

Wellenformen ohne Wellenanregung und mit Wandbeheizung

In Abbildung 4.2 ist der zeitliche Verlauf der normierten Filmdicke mit Wandbeheizung, aber weiterhin ohne Wellenanregung, dargestellt. Auf der linken Seite sind die Ergebnisse für eine Reynolds-Zahl von $Re = 120$, einen Neigungswinkel von $\beta = 15^\circ$ und eine Wärmestromdichte von $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ und rechts für $Re = 240$, $\beta = 90^\circ$ und $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ abgebildet. Für diese Parameterkombinationen sind die Verläufe fast identisch zu denen ohne Wandbeheizung. Lediglich für $Re = 240$ und dem Abstand zum Filmleger von $x = 325 \text{ mm}$ ist ein Einfluss durch die Wandbeheizung an der Wellenform erkennbar. Im Vergleich zu Abbildung 4.1 sind die Wellenformen regelmäßiger und die Berge und Täler der Wellen schwanken weniger stark.

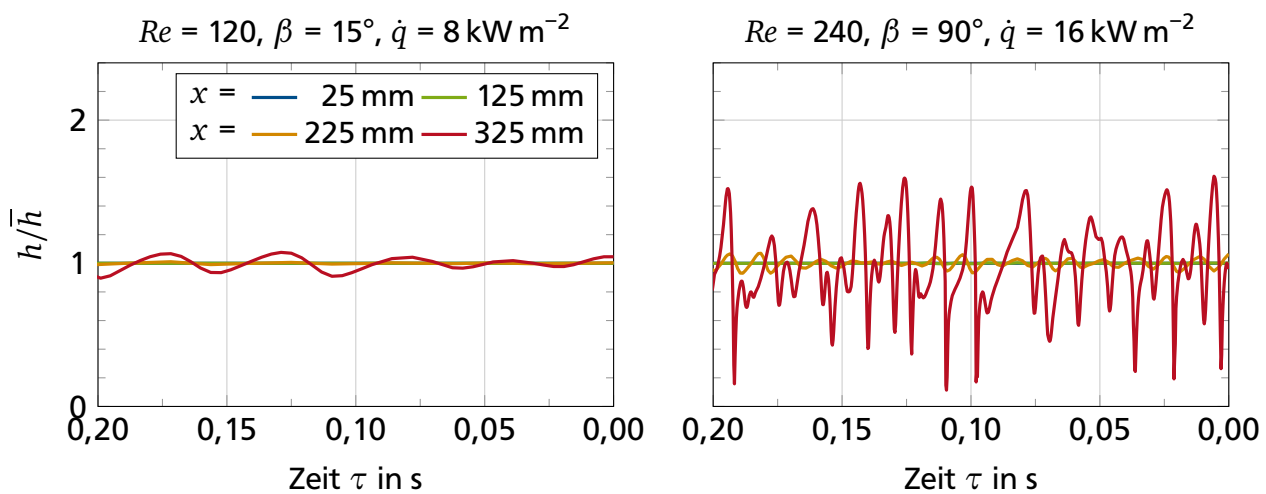


Abbildung 4.2: Normierte Filmdicke h/\bar{h} über der Zeit τ ohne Wellenanregung an vier Abständen x zum Filmleger für $Re = 120$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ (links) und $Re = 240$, $\beta = 90^\circ$ sowie $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ (rechts)

Wellenformen mit Wellenanregung und mit Wandbeheizung

Im vorangegangenen Absatz wurde gezeigt, dass der Einfluss der Wandbeheizung auf die Wellenformen eines natürlichen Films im untersuchten Bereich erst mit großen Neigungswinkel und gegen Ende der Messstrecke deutlich wird. Daher wird für die Darstellung der Wellenformen mit Wellenanregung auf eine Gegenüberstellung mit und ohne Wandbeheizung verzichtet (vgl. Abbildung 4.1 und Abbildung 4.2). Um einen besseren Überblick zu wahren, wird in den folgenden Abbildungen nur eine Auswahl an Anregungsfrequenzen gezeigt.

In Abbildung 4.3 sind die Wellenformen für $Re = 120$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ dargestellt. Für vier Frequenzen sind jeweils drei vollständige Perioden N an vier Abständen zum Filmleger zu sehen. Für alle Verläufe mit einem Abstand von $x = 25 \text{ mm}$ zum Filmleger ist kein Unterschied

in der Wellenform erkennbar. Für $f_A = 1$ Hz ändern sich die sinusförmigen Wellen entlang der Strömungsrichtung in Form und Amplitude kaum. Erst an der letzten Messstelle $x = 325$ mm werden die Einzelwellen, die weiterhin mit 1 Hz periodisch bleiben, von kleineren höherfrequenten Wellen überlagert. Mit $f_A = 20$ Hz entwickelt sich die Einzelwelle zu zwei Wellen. Diese sind nicht mehr sinusförmig und unterscheiden sich in ihrer Größe und Form. Die Wellenformen für $f_A = 50$ Hz unterscheiden sich ebenfalls zu den zuvor detektierten Formen. Der sinusförmige Charakter bleibt über eine längere Strecke in Strömungsrichtung erhalten, bevor das Maximum der Wellen bei $x = 225$ mm einem Plateau ähnelt. An einem Abstand von $x = 325$ mm zum Filmleger ist kein periodisches Verhalten mehr erkennbar. Mit einer Anregungsfrequenz von $f_A = 80$ Hz bleibt der sinusförmige Charakter über den Messbereich weitgehend erhalten. Die Amplituden fallen deutlich geringer aus als im mittleren Frequenzspektrum.

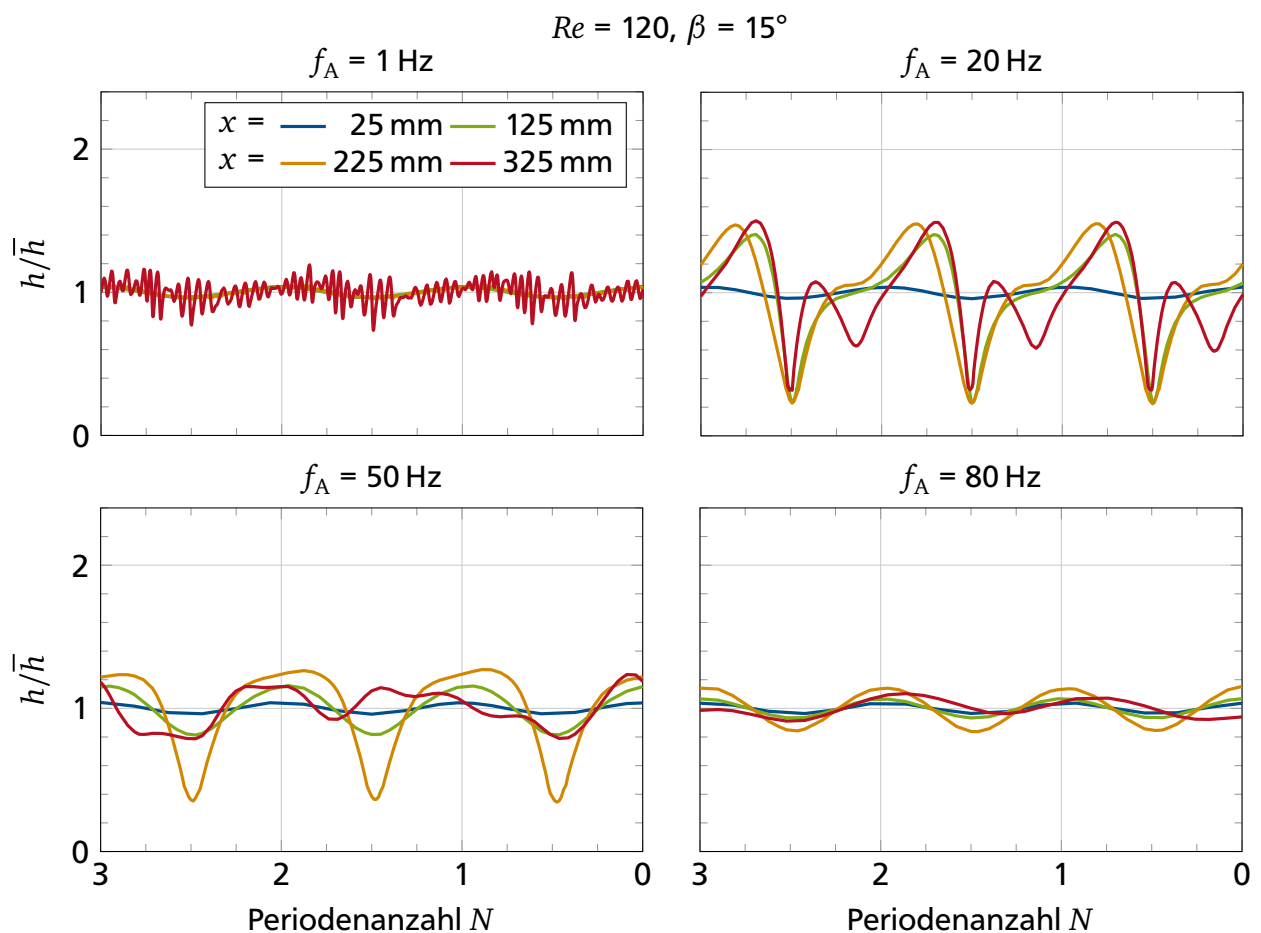


Abbildung 4.3: Normierte Filmdicke h/\bar{h} über drei Perioden N für vier Anregungsfrequenzen f_A mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ an vier Abständen x zum Filmleger für $Re = 120$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$

Mit steigendem Neigungswinkel verschiebt sich die Entwicklung der Wellen zu kürzeren Abständen x zum Filmleger. Dies ist in Abbildung 4.4 für $Re = 120$, $\beta = 45^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ dargestellt. Mit einer Anregungsfrequenz von $f_A = 20$ Hz hat sich aus der anfänglichen sinusförmigen Wellenform bei $x = 125$ mm bereits eine steile Einzelwelle mit nachgelagerten kleineren

Kapillarwellen entwickelt. Mit weiter zunehmender Lauflänge zerfällt die Einzelwelle in mehrere Wellen mit kleinerer Amplitude. Mit $f_A = 50 \text{ Hz}$ ähnelt die Wellenentwicklung der für eine geringere Anregungsfrequenz von $f_A = 20 \text{ Hz}$ in Abbildung 4.3 und nicht von $f_A = 50 \text{ Hz}$. Die Wellenberge der anfänglich sinusförmigen Wellen beginnen in zwei Wellen zu zerfallen. Am größten Abstand zum Filmleger lässt sich für die Wellen keine periodischen Regelmäßigkeit feststellen. Nicht dargestellt sind die Frequenzen $f_A = 1 \text{ Hz}$ und 80 Hz . Sie unterscheiden sich im Vergleich zu Abbildung 4.3 lediglich in der Amplitude der Wellen, die jeweils größer ausfällt.

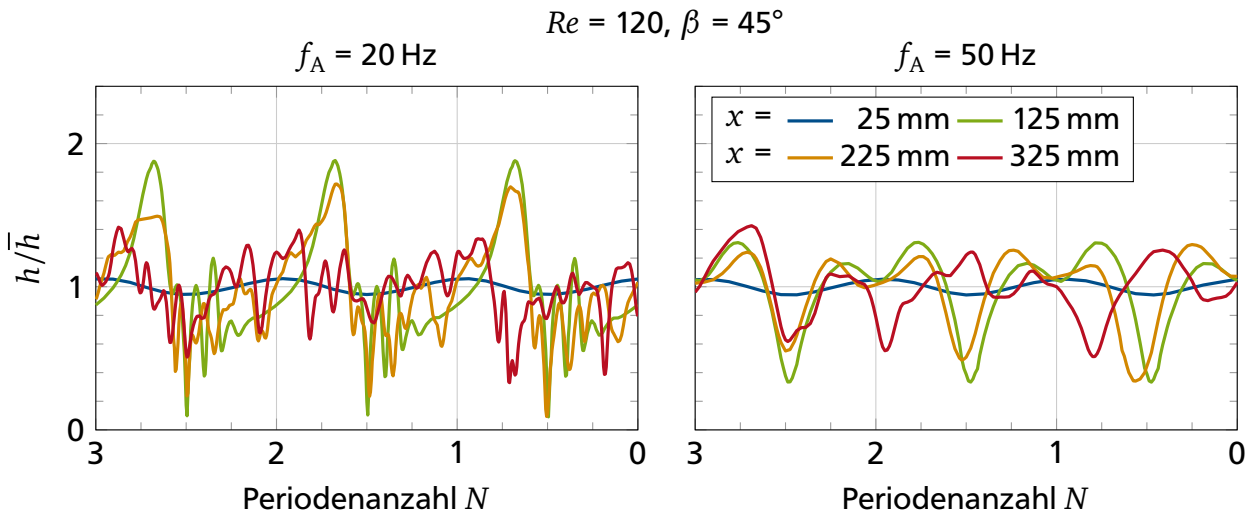


Abbildung 4.4: Normierte Filmdicke h/\bar{h} über drei Perioden N für zwei Anregungsfrequenzen f_A mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ an vier Abständen x zum Filmleger für $Re = 120$, $\beta = 45^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$

Zwischenfazit zu den Wellenformen

Der natürliche Film bildet durch Instabilitäten, in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl und des Neigungswinkels, ab einem gewissen Abstand zum Filmleger Wellen aus. Für diese Wellen lässt sich kein wiederkehrendes periodisches Muster erkennen. Sie unterscheiden sich in Form, Amplitude und Frequenz. Im Gegensatz dazu weisen die angeregten Wellen zu Beginn der Fallwand eine sinusförmige Form auf. Die Wellen entwickeln sich in Richtung der Lauflänge und ändern in Abhängigkeit von der Reynolds-Zahl, des Neigungswinkels und der Anregungsfrequenz ihre Form, bis die Einzelwellen in viele kleinere Wellen zerfallen. Für die hohen Neigungswinkel haben die Wellen innerhalb des Messbereichs ihr Maximum erreicht. Im Vergleich dazu entwickeln sich die Wellen für niedrige Neigungswinkel über den vertikalen Messbereich der Schichtdickenmessung hinaus weiter. Ein Einfluss der Wärmestromdichte auf die Wellenform ist im untersuchten Bereich gering.

4.1.2 Wellenfrequenz

Die Filmdicke wurde mit einer schnellen Fourier-Transformation (*Fast Fourier Transform*, FFT) mit *MATLAB* untersucht. Mit dieser Methode wurde das zeitliche Filmdickensignal in seine Frequenzanteile zerlegt. Die Filmdicke wurde mit einer Frequenz von $f = 4 \text{ kHz}$ aufgezeichnet. Nach dem Nyquist-Shannon-Abtasttheorem^[84] können Frequenzen bis zu $f = 2 \text{ kHz}$ detektiert werden. In den folgenden Abbildungen wird ein deutlich engeres Frequenzband dargestellt, da Frequenzen oberhalb von 500 Hz in der Analyse nicht mit erkennbarer Amplitude vorkamen.

Natürlicher Film

Der natürliche Film wurde dahingehend untersucht, ob er Wellen diskreter Frequenzen ohne spezielle Wellenanregung entwickelt. In Abbildung 4.5 sind die Ergebnisse der FFT-Analysen für eine Reynolds-Zahl von $Re = 120$ ohne Wellenanregung und ohne Wandbeheizung für die zwei Neigungswinkel $\beta = 15^\circ$ (links) und 90° (rechts) dargestellt. Die Analysen wurden jeweils an vier Abständen x zum Filmleger durchgeführt. Bei einem Abstand zum Filmleger von $x = 25 \text{ mm}$ sind keine Amplitudenausschläge zu sehen. Für alle untersuchten Neigungswinkel ist der Film an diesem Abstand zum Filmleger glatt. Mit zunehmender Lauflänge, also steigendem x , entwickeln sich die ersten Wellen. Je steiler der Neigungswinkel ist, desto kürzer ist die Länge, ab der die Wellen auftreten. Mit steigendem Neigungswinkel vergrößert sich auch das gemessene Frequenzspektrum. Während mit $\beta = 15^\circ$ nur Frequenzen bis circa 75 Hz auftreten, weitet sich dieses Spektrum mit steigendem Neigungswinkel (rechts) weiter auf.

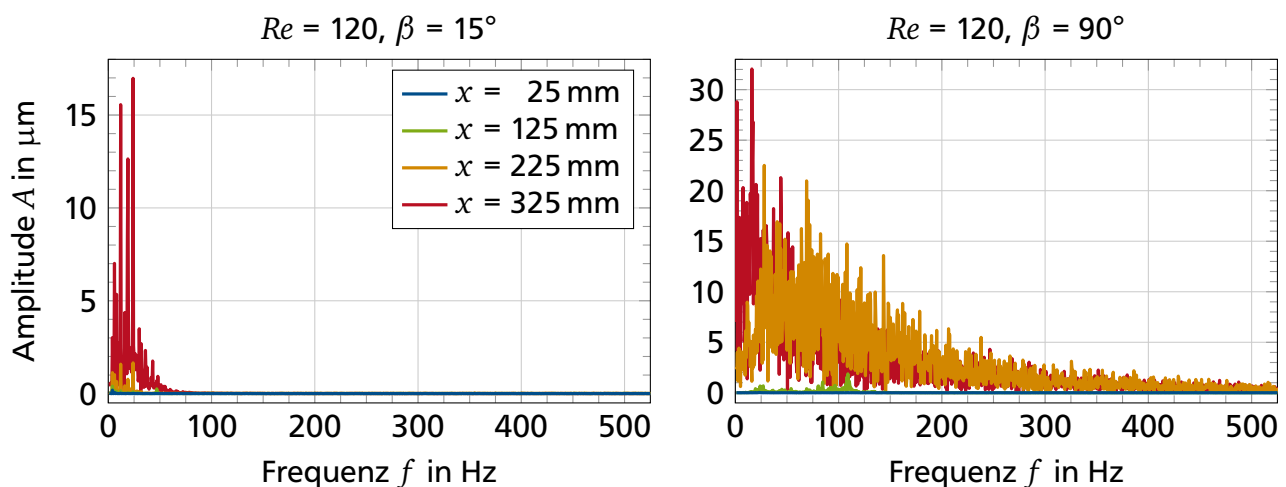


Abbildung 4.5: FFT eines natürlichen Fallfilms ohne Wandbeheizung an vier Abständen x zum Filmleger für $Re = 120$ mit Neigungswinkeln von $\beta = 15^\circ$ (links) und 90° (rechts)

Die Ergebnisse für $Re = 240$ (Abbildung 4.6) weisen einen ähnlichen Verlauf auf wie für $Re = 120$. Allerdings sind die Amplituden geringer und die Wellenbildung beginnt bei größeren Abständen zum Einlass. Mit einem Neigungswinkel von $\beta = 15^\circ$ (links) treten Frequenzen bis etwa $f = 100$ Hz mit zunehmendem Abstand zu Filmleger auf. Mit steigendem Neigungswinkel (rechts) weitet sich das Frequenzspektrum weiter auf. Insgesamt konnten keine diskreten Frequenzen identifiziert werden, die für Wiederholungsmessungen wiederkehrend auftraten.

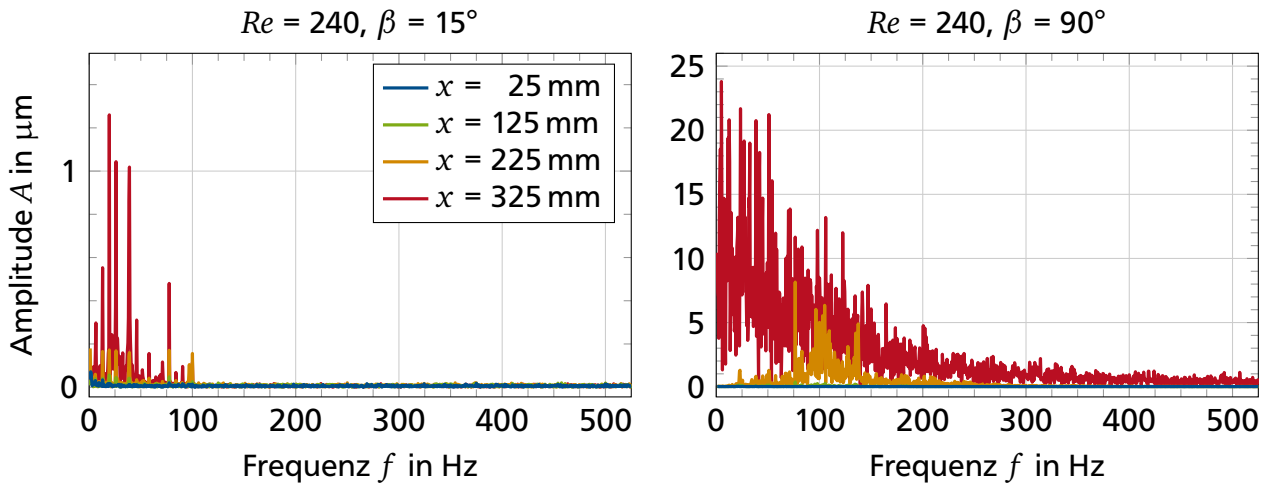


Abbildung 4.6: FFT eines natürlichen Fallfilms ohne Wandbeheizung an vier Abständen x zum Filmleger für $Re = 240$ mit Neigungswinkeln von $\beta = 15^\circ$ (links) und 90° (rechts)

Angeregter Film

Der angeregte Film wurde ebenfalls mit einer FFT untersucht. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.7 für die Anregungsfrequenzen $f_A = 20$ Hz (links) und 50 Hz (rechts) mit $Re = 120$, $\beta = 45^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ dargestellt. Solange die gezielt erzeugten Wellen nicht vollständig zerfallen sind, sind im Frequenzspektrum eindeutig die Anregungsfrequenz und deren Oberschwingungen zu erkennen ($x = 25$ mm und 125 mm). Andere diskrete Frequenzen treten nicht auf. Mit weiter steigendem Abstand zum Filmleger wird aus einzelnen diskreten Frequenzen ein Frequenzband. Für beide Anregungsfrequenzen ist deutlich zu sehen, dass ab $x = 225$ mm zur angeregten Frequenz und ihren Oberschwingungen viele weitere Frequenzen hinzukommen, die auf einen Zerfall der Einzelwellen hindeuten. Für einen Abstand zum Filmleger von $x = 25$ mm sind die Amplituden der jeweiligen Anregungsfrequenz f_A im Frequenzspektrum ähnlich. Dies wurde auch für alle weiteren Messungen beobachtet und resultiert aus der identischen Anregungsamplitude A_A . Die Amplitude verändert sich mit zunehmender Lauflänge. Deren Entwicklung wird näher in Unterabschnitt 4.1.4 betrachtet. Für $x = 325$ mm können die Anregungsfrequenz und ihre Oberschwingungen nur noch bedingt identifiziert werden.

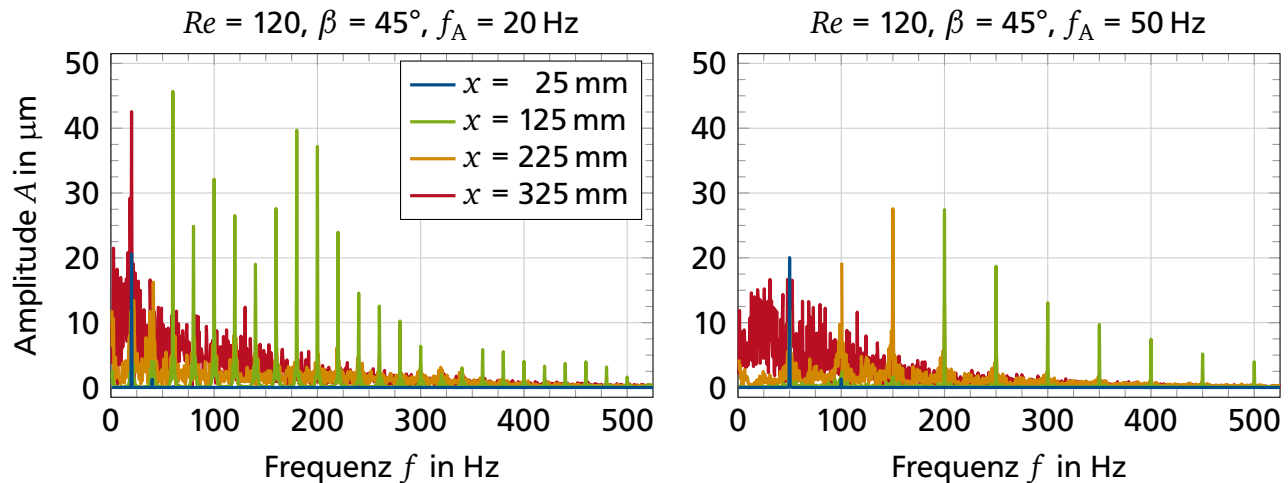


Abbildung 4.7: FFT eines mit $f_A = 20$ Hz (links) und 50 Hz (rechts) mit $A_A = 20$ μm angeregten Fallfilms, $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$, $Re = 120$ und $\beta = 45^\circ$ an vier Abständen x zum Filmleger

Zwischenfazit zur Wellenfrequenz

Für den natürlichen Film ohne Wellenanregung konnten mit der Frequenzanalyse im untersuchten Parameterbereich keine diskreten Frequenzen der Wellen identifiziert werden, die sich durch auftretende Instabilitäten ausbildeten. In mehrfachen Wiederholungsmessungen verschoben sich die auftretenden Spitzen im Frequenzspektrum. Daher wird von einem zufälligen Auftreten der Frequenzen ausgegangen. Ein Abgleich mit der Frequenzanalyse des Versuchsaufbaus (Unterabschnitt 3.2.3, Abbildung 3.6) führt nicht zu weiteren Erkenntnissen.

Der angeregte Film weist nahe dem Filmleger nur Wellen mit der Anregungsfrequenz und deren Oberschwingungen auf. Abhängig von Versuchsparametern, insbesondere der Anregungsfrequenz, sind in der FFT-Analyse unterschiedliche Ausprägungen der Oberschwingungen zu sehen. Die angeregten Frequenzen bleiben im untersuchten Bereich erhalten. Die Wellen diskret angeregter Frequenz zerfallen nach einem gewissen Abstand zum Filmleger in viele Einzelwellen unterschiedlicher zufälliger Frequenzen.

4.1.3 Mittlere Filmdicke und Standardabweichung

Im nächsten Schritt wurde die arithmetisch über die Zeit gemittelte Filmdicke detailliert betrachtet und mit Werten der Literatur^[5] verglichen. Zusätzlich wurde als Maß für die Welligkeit die Standardabweichung s der Filmdicke h betrachtet. Anhand der Standardabweichung kann der Einfluss der Wellenanregung mit diskreten Frequenzen f_A auf die mittlere Filmdicke \bar{h} bestimmt werden.

Natürlicher Film ohne Wellenanregung und ohne Wandbeheizung

In Abbildung 4.8 ist die arithmetisch zeitlich gemittelte Filmdicke \bar{h} eines natürlichen Films über dem Abstand x vom Filmleger für zwei Reynolds-Zahlen und vier Winkel dargestellt. Die Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung s . Auffällig ist die um circa 10% höhere Filmdicke zu Beginn der Fallwand im Vergleich zu den restlichen Abständen und deren verhältnismäßig starker Abfall auf den ersten 75 mm der Fallwand. Dies wird auf den Filmleger zurückgeführt. Trotz scharfer Kante am Auslass haftet der Film am Filmleger und bildet einen kleinen Meniskus. Für Vergleichsmessungen mit offenem Filmleger konnte dieses Phänomen nicht beobachtet werden, allerdings ist in dieser Konfiguration die Standardabweichung größer als mit Filmleger, da der Fallfilm durch Wellen im Vorlaufbehälter gestört wird. Im weiteren Verlauf sinkt die Filmdicke für alle untersuchten Parameterkombinationen weiter, allerdings wesentlich geringer, als zu Beginn. Durch den zunehmenden Einfluss der Erdbeschleunigung mit steigendem Neigungswinkel verringert sich die Filmdicke. Daraus resultiert auch eine höhere mittlere Filmgeschwindigkeit. Bis zu einem Abstand zum Filmleger von mindestens 150 mm kann von einem glatten Film gesprochen werden und erst danach beginnt die Standardabweichung zu steigen. Dies deckt sich mit dem ersten Auftreten von Wellen nach Brauner und Moalem Maron^[21] für eine senkrechte Wand (vgl. Gleichung (2.11)). Für einen Neigungswinkel von $\beta = 90^\circ$ fällt die mittlere Filmdicke im letzten Drittel des Messbereich deutlich stärker ab. Hier ist die Messung der lokalen Filmdicke nicht mehr repräsentativ für die komplette Breite der Fallwand, da die Filmströmung dreidimensional ist und Strähnen ausbilden kann. Die Filmdicke wird lokal entlang einer y -Position gemessen. Dies ist an der erhöhten Standardabweichung erkennbar.

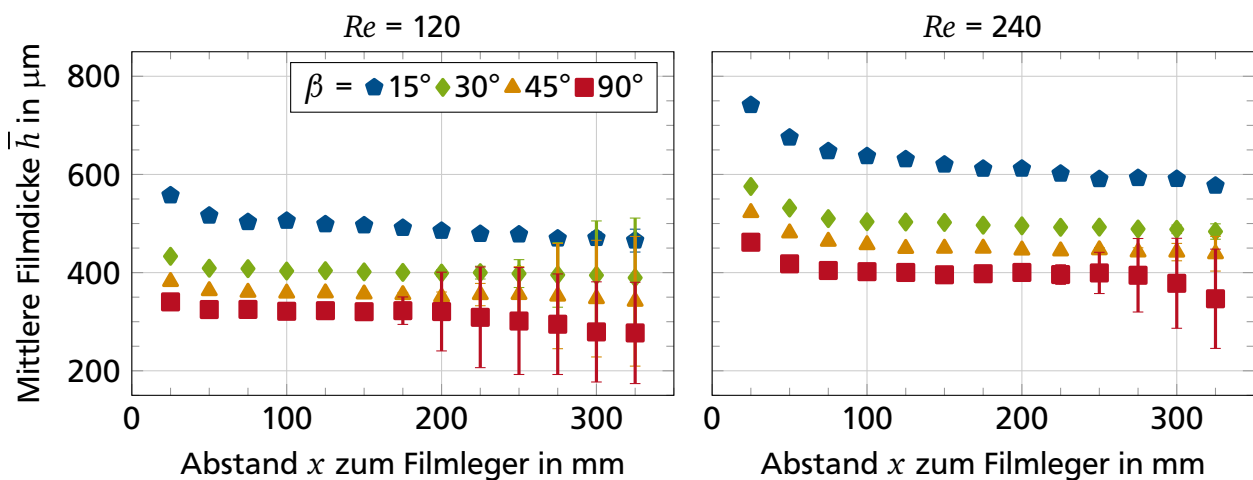


Abbildung 4.8: Entwicklung der mittleren Filmdicke \bar{h} mit der Standardabweichung s über dem Abstand x zum Filmleger eines natürlichen Films mit $Re = 120$ (links) und 240 (rechts) für vier Neigungswinkel β ohne Wandbeheizung

Einfluss der Wandbeheizung auf die mittlere Filmdicke und die Standardabweichung

Die Wandbeheizung beginnt ab einem Abstand von 100 mm zum Filmleger, damit die Wellen vor dem Beginn des beheizten Bereichs eine gewisse Amplitude entwickeln können. Untersucht wurden die Reynolds-Zahl $Re = 120$ mit der Wärmestromdichte $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ sowie $Re = 240$ und $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$, damit sich der Temperaturanstieg etwa in der gleichen Größenordnung befindet. Die gemessenen Filmdicken unterscheiden sich bis zum Beginn des Heizers nicht (Abbildung 4.9). Mit zunehmender Lauflänge heizt sich der Film langsam auf und ein minimaler Einfluss auf die Filmdicke ist erkennbar. Für beide Reynolds-Zahlen ist die gemessene mittlere Filmdicke für niedrige Winkel mit Beheizung dünner. Im letzten Drittel des Messbereichs steigt die Filmdicke wieder an. Dies konnte bei mehreren Messungen beobachtet werden. Es kann allerdings nicht ausgeschlossen werden, dass dies mit der Bildung von dreidimensionalen Wellen oder Strähnen in Strömungsrichtung zusammenhängt und die lokale Schichtdickenmessung nicht die mittlere Filmdicke über die gesamte Breite repräsentiert.

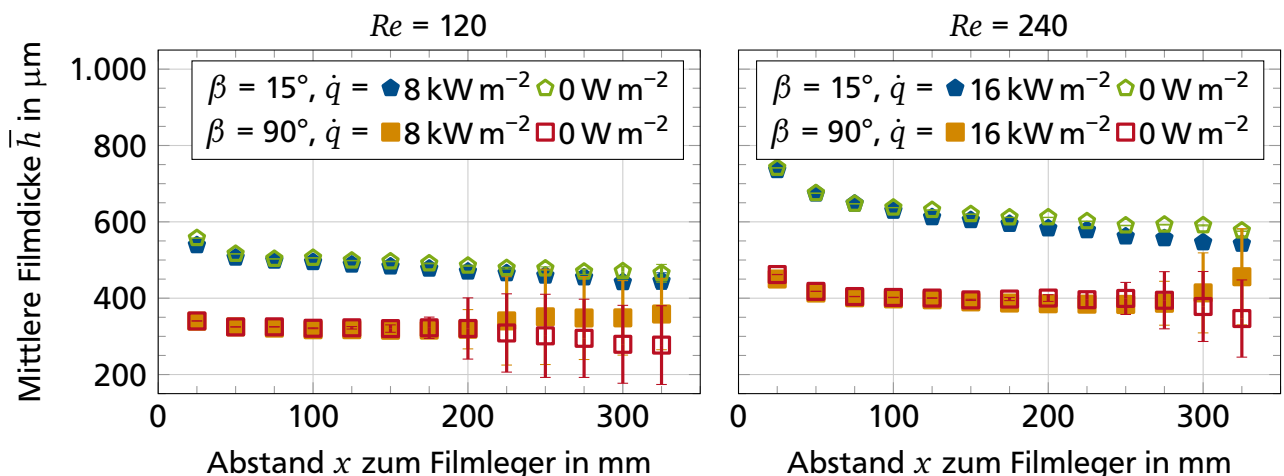


Abbildung 4.9: Vergleich der Entwicklung der mittleren Filmdicke \bar{h} mit der Standardabweichung s über dem Abstand x zum Filmleger ohne Wellenanregung zwischen einem unbeheizten und einem beheizten Film für vier Neigungswinkel mit $Re = 120$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ (links) und $Re = 240$ und $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ (rechts)

Einfluss der Wellenanregung auf die mittlere Filmdicke und die Standardabweichung

Ein Vergleich zwischen der gemessenen mittleren Filmdicke \bar{h} mit dem Ansatz von Nußelt^[5] für die Dicke eines laminaren Film h_{lam} aus Gleichung (2.10) ist in Abbildung 4.10 dargestellt. Dafür werden die Messungen mit Wellenanregungsfrequenzen f_A von 1 Hz bis 80 Hz herangezogen. Insgesamt sind vier Graphen in einem Raster angeordnet. Horizontal wird die Reynolds-Zahl und vertikal der Neigungswinkel variiert. Zur besseren Vergleichbarkeit sind vier Parameterkombina-

tionen dargestellt. An der Messstelle mit dem kürzesten Abstand zum Filmleger von $x = 25 \text{ mm}$ ist der Film für alle Messungen um 10 % bis 20 % dicker als die Vorhersage von Nußelt.^[5] Dies ist auf den Filmleger zurückzuführen, da sich an der Auslasskante ein Meniskus bildet. Für einen Abstand von 100 mm ist der Film ebenfalls noch circa 5 % höher als vorhergesagt. Mit zunehmender Lauflänge steigt die Standardabweichung der Filmdicke. Zudem ist diese Zunahme auch abhängig von der Frequenz. Die Analyse zeigt, dass die mittlere Filmdicke in Abhängigkeit der Frequenz deutlich schwankt. Für einen Neigungswinkel von $\beta = 90^\circ$ und ab einer Lauflänge von $x = 175 \text{ mm}$ ist dies sehr gut ersichtlich. Besonders die Reynolds-Zahl und der Neigungswinkel haben einen Einfluss auf diese Entwicklung, da durch sie die Filmdicke und die Filmgeschwindigkeit beeinflusst wird. Mit steigendem Winkel und sinkender Reynolds-Zahl, mit sonst konstanten Bedingungen, nimmt die Standardabweichung zu. Dies deutet auf eine höhere Welligkeit unter diesen Bedingungen und auf dünnere Filme hin. Zusätzlich zur erhöhten Standardabweichung, schwankt für $x = 175 \text{ mm}$ ab $f_A = 20 \text{ Hz}$ mit weiter steigender Frequenz das Verhältnis aus \bar{h} zu h_{lam} . Hier bildet die Strömung stehende Wellen senkrecht zur Strömungsrichtung aus. Da der CHR die Schichtdicke entlang einer Linie und nur an einem Punkt misst, entsprechen diese Werte nicht mehr der mittleren Filmdicke über die Breite.

Zwischenfazit zur mittleren Filmdicke und Standardabweichung

Die mittlere Filmdicke ist an der ersten Messstelle mit einem Abstand von $x = 25 \text{ mm}$ zum Filmleger dicker als an den darauffolgenden Messstellen. Obwohl der Filmleger eine scharfe Kante am Auslass hat, bildet sich an diesem ein Meniskus aus, der eine Erhöhung in der Filmdicke verursacht. Mit steigendem Neigungswinkel der Fallwand und sonst gleichen Versuchsbedingungen, sinkt die mittlere Filmdicke und als Konsequenz steigt die mittlere Filmgeschwindigkeit. Ebenfalls verkürzt sich unter diesen Bedingungen der Abstand zum Filmleger, ab dem die Standardabweichung der mittleren Filmdicke merklich ansteigt. Eine Erhöhung der Reynolds-Zahl schwächt die beschriebenen Effekte ab. Durch die Wandbeheizung wird der Film um wenige Prozentpunkte dünner. Die gezielte Wellenanregung hat hingegen keinen Einfluss auf die mittlere Filmdicke, wohl aber auf die Standardabweichung. Die Ausprägung des Einflusses ist wiederum abhängig von der Anregungsfrequenz selbst.

4.1.4 Wellenmaxima

Die Untersuchungen zur Standardabweichung der mittleren Filmdicke liefern nur ein Maß für die Welligkeit des Fallfilms. Daher wird im nächsten Schritt untersucht, wie sich die Wellen und deren Amplituden entwickeln. Dazu wird jeweils das zeitliche Filmdickensignal in einzelne Segmente

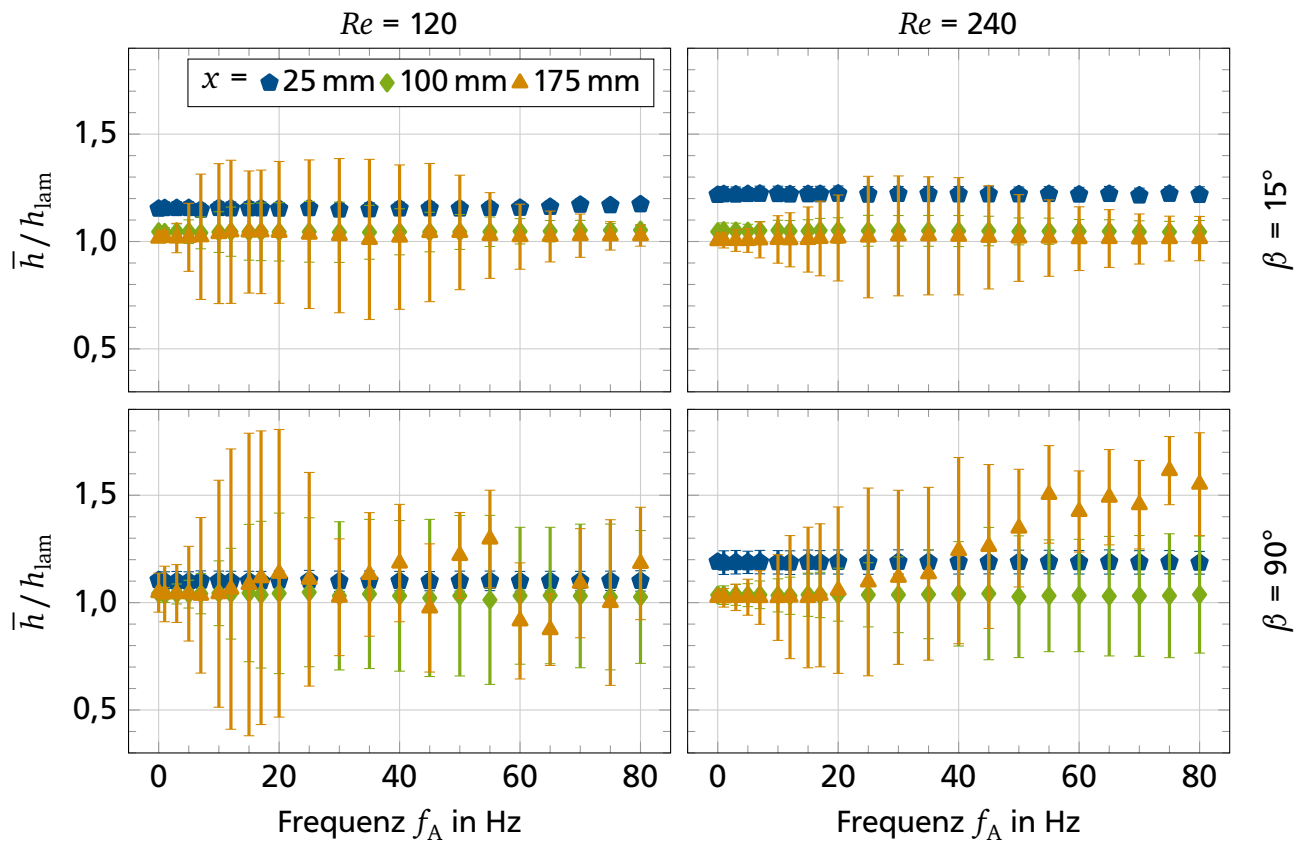


Abbildung 4.10: Mittlere Filmdicke \bar{h} mit Standardabweichung s normiert mit der Filmdicke für eine laminare Strömung h_{lam} über der Anregungsfrequenz f_A für zwei Reynoldszahlen Re (für $Re = 120$ mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ und $Re = 240$ mit $A_A = 30 \mu\text{m}$), zwei Neigungswinkel β und drei Abstände x zum Filmleger ohne Wandbeheizung

mit der Dauer einer Periode $\tau_p = f_A^{-1}$ unterteilt. Innerhalb eines Abschnitts werden das lokale Maximum detektiert und anschließend die Summe aller Maxima arithmetisch gemittelt. Um die Messungen untereinander besser vergleichen zu können, sind diese Wellenmaxima durch die mittlere Filmdicke der jeweiligen Messung geteilt.

Einfluss der Anregungsamplitude und die generelle Entwicklung der Wellenmaxima

In der Literatur ist nicht hinreichend geklärt, welchen Einfluss die Anregungsamplitude auf die Entwicklung der Wellenmaxima hat. Daher wurde dies für die Reynolds-Zahl $Re = 240$ und den unbeheizten Fall untersucht. Für diese Reynolds-Zahl konnten die Versuche mit zwei Anregungsamplituden von $A_A = 20 \mu\text{m}$ und $A_A = 30 \mu\text{m}$ durchgeführt werden, da eine Verringerung der Amplitude technisch möglich ist. Um die Messungen miteinander vergleichen zu können, wurde die maximale Filmdicke h_{max} durch die mittlere Filmdicke \bar{h} geteilt. In Abbildung 4.11 sind die Ergebnisse für die beiden Neigungswinkel $\beta = 15^\circ$ und $\beta = 45^\circ$ dargestellt. Die Fehlerbalken entsprechen der Standardabweichung der lokalen Filmdickenmaxima, die über das gemessene Zeitintervall detektiert worden sind. Die maximale Filmdicke angeregter Fallfilme ist im untersuchten Bereich höher als für einen natürlichen Film ($f_A = 0 \text{ Hz}$) und die Größe der Anregungsamplitude beeinflusst die Filmentwicklung. Für einen Neigungswinkel von $\beta = 15^\circ$ steigt im gemessenen Bereich mit der Anregungsamplitude die maximale Filmdicke am jeweils gemessenen Abstand zum Filmleger an. Für die anderen Neigungswinkel wurde, wie an der Messung für $\beta = 45^\circ$ bei $x = 150 \text{ mm}$ zu erkennen ist, festgestellt, dass sich der qualitative Verlauf der Wellenmaxima über der Anregungsfrequenz ändert.

An Abbildung 4.12 wird deutlich, welchen Einfluss die Anregungsamplitude auf die Filmentwicklung hat. Beispielhaft sind zwei Neigungswinkel, $\beta = 15^\circ$ (links) und $\beta = 90^\circ$ (rechts), dargestellt. Es sind jeweils für jede Anregungsamplitude die Ergebnisse von zwei Messungen an verschiedenen Abstände zum Filmleger übereinander gelegt. Für den niedrigen Winkel, mit dem die Änderung der maximalen Filmdicke mit der Zunahme des Abstands zum Filmleger am geringsten voranschreitet, ist der Einfluss der Anregungsamplitude gut erkennbar. Durch die höhere Anregungsamplitude ($A_A = 30 \mu\text{m}$) wird die maximale Filmdicke an einem kürzeren Abstand zum Filmleger ($x = 100 \text{ mm}$ und 200 mm) gemessen als mit der niedrigeren Anregungsamplitude ($A_A = 20 \mu\text{m}$, $x = 125 \text{ mm}$ und 250 mm). Diese örtliche Verschiebung nimmt mit zunehmendem Abstand zum Filmleger zu. Mit steigendem Neigungswinkel nimmt dieser Einfluss weiter zu, wie an den Messdaten für $\beta = 90^\circ$ zu sehen ist. Hier ändert sich zusätzlich der qualitative Verlauf der maximalen Filmdicke über der Anregungsfrequenz.

Aus den beiden Abbildungen 4.11 und 4.12 kann ebenfalls der Einfluss des Neigungswinkels auf die Wellenmaxima abgelesen werden. Je steiler die Fallwand geneigt ist, desto kleiner ist der Abstand zum Filmleger für die gleiche maximale Filmdicke bezogen auf die örtliche mittlere Filmdicke.

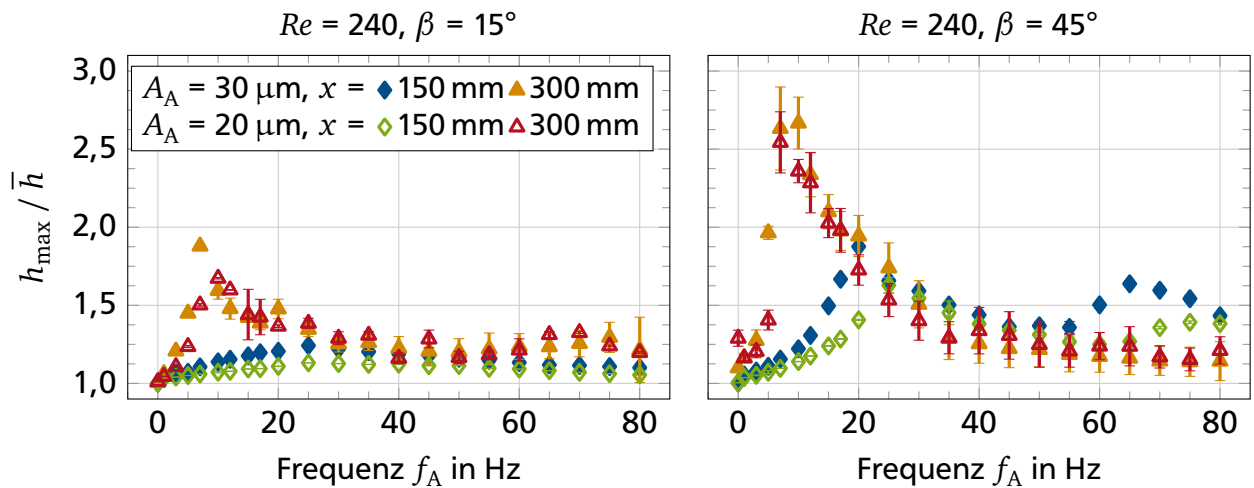


Abbildung 4.11: Einfluss der Anregungsamplitude A_A auf die Entwicklung der Wellenmaxima h_{\max} normiert mit der mittleren Filmdicke \bar{h} über der Anregungsfrequenz f_A mit der Reynolds-Zahl $Re = 240$ für die Neigungswinkel $\beta = 15^\circ$ (links) und $\beta = 45^\circ$ (rechts) an zwei Abständen x zum Filmleger ohne Wandbeheizung

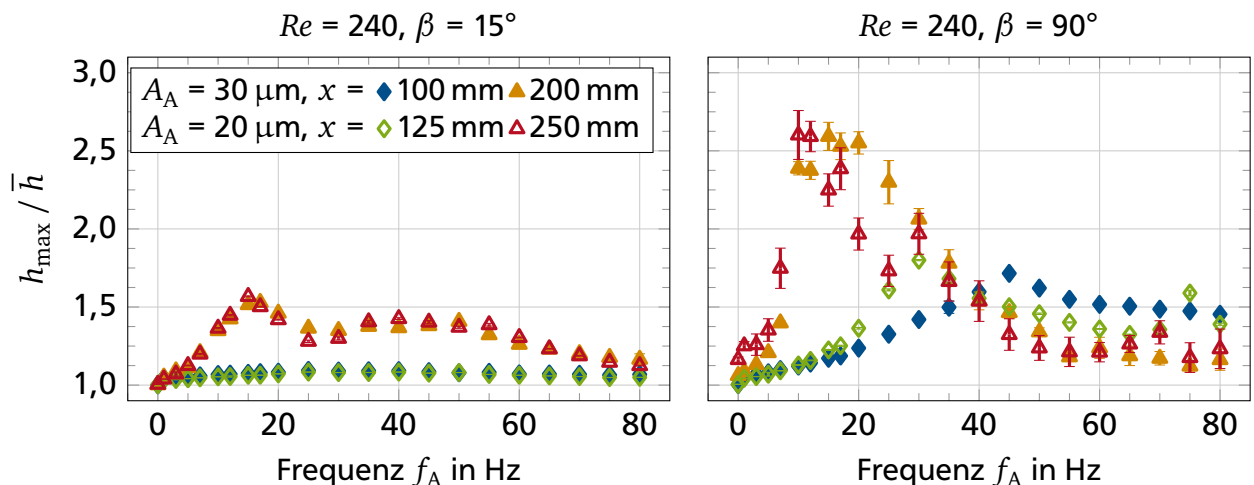


Abbildung 4.12: Direkter Vergleich zweier Anregungsamplituden A_A auf die Entwicklung der Wellenmaxima h_{\max} normiert mit der mittleren Filmdicke \bar{h} über der Anregungsfrequenz f_A mit der Reynolds-Zahl $Re = 240$ und den Neigungswinkeln $\beta = 15^\circ$ (links) und 90° (rechts) an zwei Abständen x zum Filmleger ohne Wandbeheizung

Einfluss der Wärmestromdichte auf die Wellenmaxima

Der Einfluss der Wärmestromdichte \dot{q} auf die Wellenmaxima wurde für die Reynolds-Zahl $Re = 240$ und zwei Wärmestromdichten von $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ sowie 16 kW m^{-2} untersucht. Versuche mit noch höheren Wärmestromdichten wurden nicht durchgeführt, da bereits mit $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ und einem Neigungswinkel von $\beta = 90^\circ$ ab einer Frequenz von $f_A = 35 \text{ Hz}$ ein Filmaufriss auftrat. In Abbildung 4.13 sind jeweils die Ergebnisse zweier Messungen für Neigungswinkel von $\beta = 15^\circ$ und $\beta = 45^\circ$ gegenübergestellt. Im Bereich von geringer Zunahme der Wellenmaxima entlang der Strömungsrichtung, wie es für $\beta = 15^\circ$ der Fall ist, fällt der Einfluss der Wärmestromdichte gering aus. Für die Ergebnisse, die mit anderen Neigungswinkeln gemessen worden sind, sehen die Beobachtungen ähnlich aus. Nur für große maximale Filmdicken kann es zwischen den Ergebnissen mit verschiedenen Wärmestromdichten zu Unterschieden kommen (vgl. Abbildung 4.13 (rechts) im Bereich $f_A = 10 \text{ Hz}$).

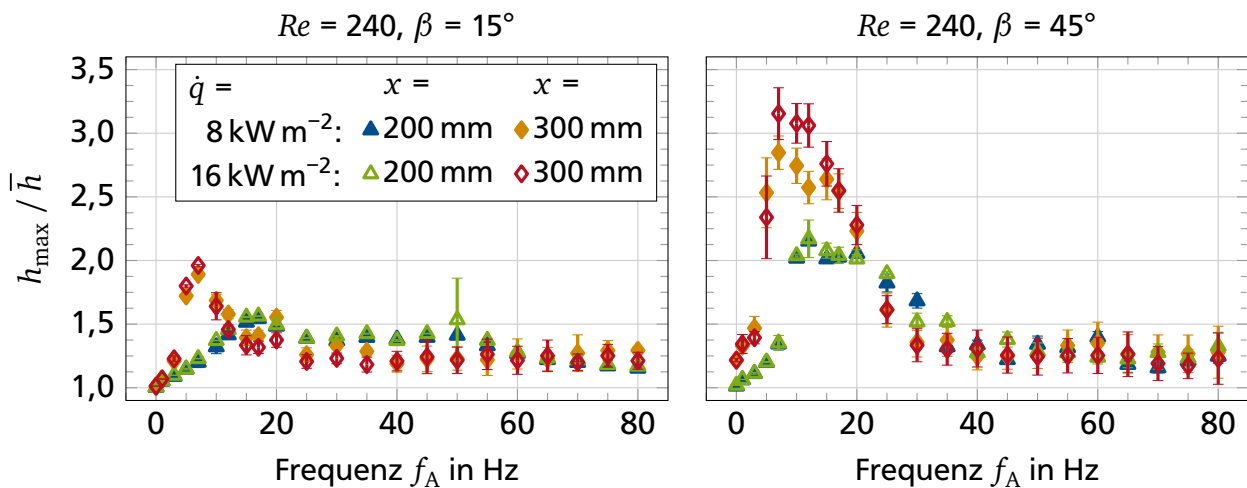


Abbildung 4.13: Direkter Vergleich des Einflusses der Wärmestromdichte \dot{q} auf die Wellenmaxima h_{\max} normiert mit der mittleren Filmdicke \bar{h} über der Anregungsfrequenz f_A mit $A_A = 30 \mu\text{m}$ für $Re = 240$ und $\beta = 15^\circ$ (links) und 45° (rechts)

Positionen der größten Wellenmaxima

Abschließend wurde untersucht, an welchem Abstand zum Filmleger die jeweils größten Wellenmaxima auftreten. In Abbildung 4.14 sind vier Graphen mit $Re = 120$ und 240 , $\beta = 15^\circ$ und 90° sowie $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ dargestellt, in denen die Ergebnisse aus jeweils drei Messungen mit gleichen Randbedingungen zu sehen sind. Es zeigt sich eine gute Wiederholbarkeit der Ergebnisse. Die ausgefüllten Marker repräsentieren die maximal gemessene Filmdicke h_{\max} normiert mit der mittleren Filmdicke \bar{h} für die jeweilige Anregungsfrequenz (linke Ordinatenachse). Die nicht gefüllten Marker stehen für den Abstand zum Filmleger, an dem dieses maximale Filmdi-

ckenverhältnis gemessen wurde (rechte Ordinatenachse). Wie in den vorherigen Abschnitten bereits dargestellt wurde, hängt die maximale Filmdicke von der Anregungsfrequenz ab. Für die Parameterkombination mit $Re = 120$ liegt sie bei $f_A = 5$ Hz und für $Re = 240$ hat sie sich zu $f_A = 10$ Hz verschoben. Qualitativ verläuft die Frequenzabhängigkeit für alle Parameterkombinationen ähnlich. Die Position, an der die maximalen Filmdickenmaxima auftreten, ist nicht nur abhängig von der Frequenz, sondern auch vom Neigungswinkel und der Reynolds-Zahl. Tritt die maximale gemessene Filmdicke am Abstand von $x = 325$ mm zum Filmleger auf, kann die Filmdicke außerhalb des Messbereichs weiter ansteigen. Takahama und Kato^[85] haben einen natürlichen Film im Bereich von $Re = 42$ bis 997 über eine längere Strecke untersucht. Die maximal gemessene Filmdicke lag für alle Reynolds-Zahlen am Ende ihrer Messstrecke von 1,6 m.

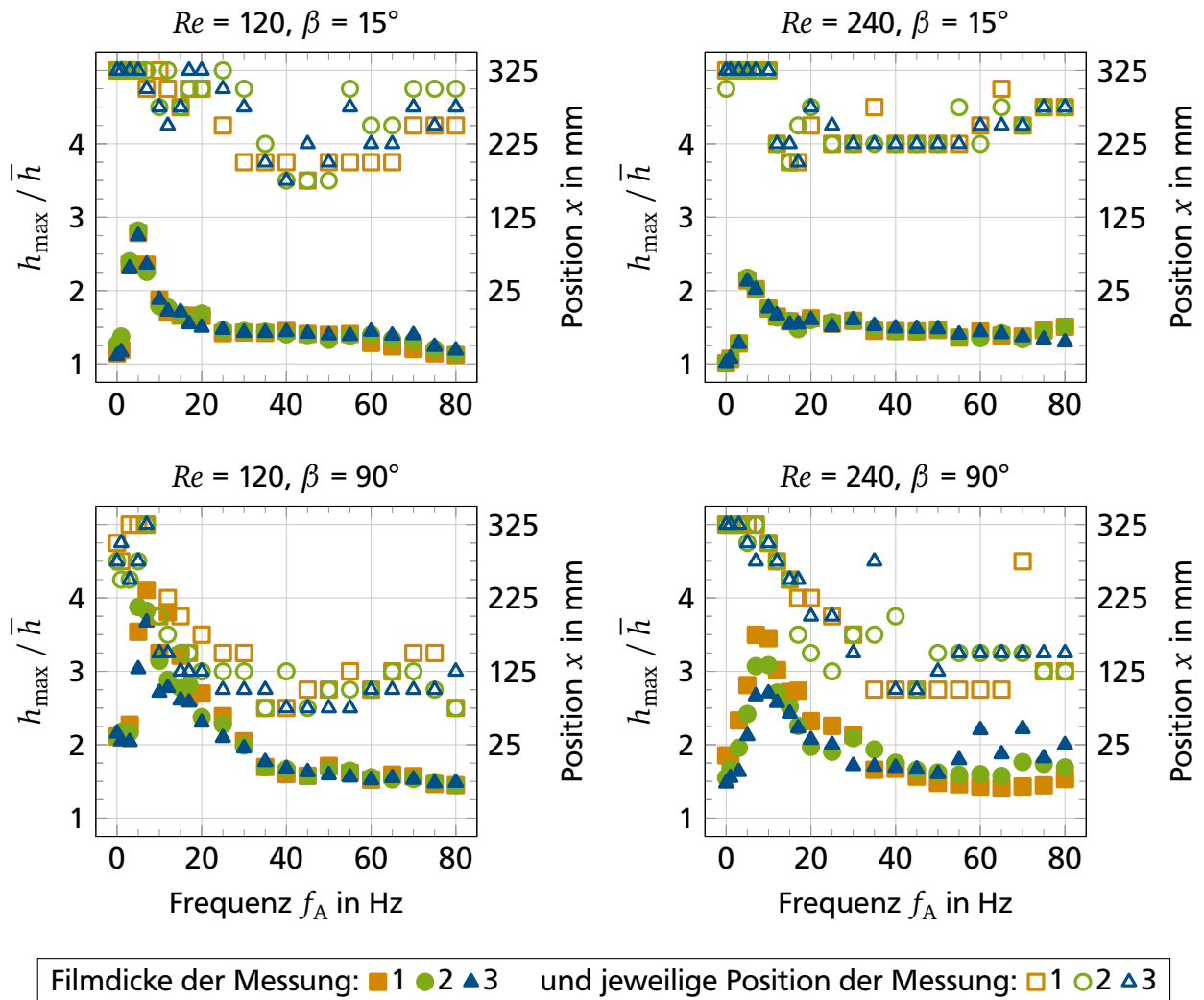


Abbildung 4.14: Je drei Messungen der normierten maximalen Filmdicke h_{\max} / \bar{h} im gesamten Messbereich (linke Ordinatenachse, ausgefüllte Marker) und deren Position als Abstand x zum Filmleger (rechte Ordinatenachse, leere Marker) über der Anregungsfrequenz f_A für $Re = 120$ mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ sowie 240 mit $A_A = 30 \mu\text{m}$, $\beta = 15^\circ$ sowie 90° und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$

Zwischenfazit zu den Wellenmaxima

Es konnte gezeigt werden, dass die Anregungsamplitude einen Einfluss auf die Entwicklung der Wellenmaxima hat. Um Versuche unterschiedlicher Anregungsfrequenzen vergleichbar zu machen, muss sie konstant gehalten und kontrolliert werden. Für angeregte Filme sind im untersuchten Bereich die Wellenmaxima deutlich größer als für einen natürlichen Film. Abhängig von der Frequenz werden die Wellen unterschiedlich stark angefacht. Mit steigendem Neigungswinkel findet die Entwicklung innerhalb einer kürzeren Lauflänge statt. Die Wandbeheizung kann zum Teil ebenfalls Einfluss auf die Wellenmaxima nehmen. Abhängig von den Versuchsparametern wird die maximale Filmdicke zum Teil erst am Ende der Messstrecke erreicht.

4.1.5 Wellenminima

Vergleichbar zu den Wellenmaxima wurden auch die Wellenminima untersucht. Diese sind ebenfalls mit der lokalen mittleren Filmdicke normiert. Für die Auswertung der Messdaten wurde die über der Zeit erfasste Filmdicke h in Segmente mit der Dauer einer Periode von $\tau_p = f_A^{-1}$ aufgeteilt. Innerhalb eines Segments wurde dann die kleinste Filmdicke detektiert und schließlich der arithmetische Mittelwert aller Perioden gebildet.

Einfluss der Anregungsamplitude und die generelle Entwicklung der Wellenminima

Die Wellenminima sind, wie die Wellenmaxima, abhängig von der Anregungsfrequenz f_A sowie der Anregungsamplitude A_A . In Abbildung 4.15 sind die Wellenminima h_{\min} normiert mit der lokalen mittleren Filmdicke \bar{h} über der Anregungsfrequenz f_A für eine Reynolds-Zahl von $Re = 240$ aufgetragen. In den beiden Graphen sind jeweils die Ergebnisse an zwei Abständen zum Filmleger sowie für zwei Anregungsamplituden dargestellt. Die Standardabweichungen der Wellenminima innerhalb einer Messung sind sehr gering und kleiner als die dargestellten Marker. Im linken Graphen sind die normierten minimalen Filmdicken für einen Neigungswinkel von $\beta = 15^\circ$ für die beiden dargestellten Abstände zum Filmleger im mittleren Anregungsfrequenzbereich kleiner als an den Rändern. Ebenfalls lässt sich an beiden Abständen ein Einfluss der Anregungsamplitude A_A erkennen. Für $x = 150 \text{ mm}$ und $A_A = 30 \mu\text{m}$ sind die Wellenminima ausgeprägter im Vergleich zu $A_A = 20 \mu\text{m}$. Mit einem größeren Abstand zum Filmleger ist ebenfalls ein Einfluss der Anregungsamplitude auf die jeweiligen Wellenminima vorhanden. Mit zunehmendem Abstand zum Filmleger wird zudem der Bereich der Anregungsfrequenzen, die einen Einfluss auf die Wellenminima haben, breiter. Im rechten Graphen für einen Neigungswinkel von $\beta = 45^\circ$ ist die Größe der Wellenminima ebenfalls abhängig von der Anregungsfrequenz. Sie sind im Vergleich zu

niedrigeren Neigungswinkeln für kleinere Abstände bereits stärker ausgeprägt. Der Anregungsfrequenzbereich, der einen größeren Einfluss auf die Wellenminima hat, hat sich mit zunehmendem Neigungswinkel verschoben. Ein Einfluss der Anregungsamplitude ist nicht für alle Abstände zum Filmleger erkennbar. Für beide Graphen gilt, dass der Bereich der Anregungsfrequenz, in dem die dünnste Filmdicke vorkommt, sich vom Bereich der größten Filmdicke in Abbildung 4.11 unterscheidet.

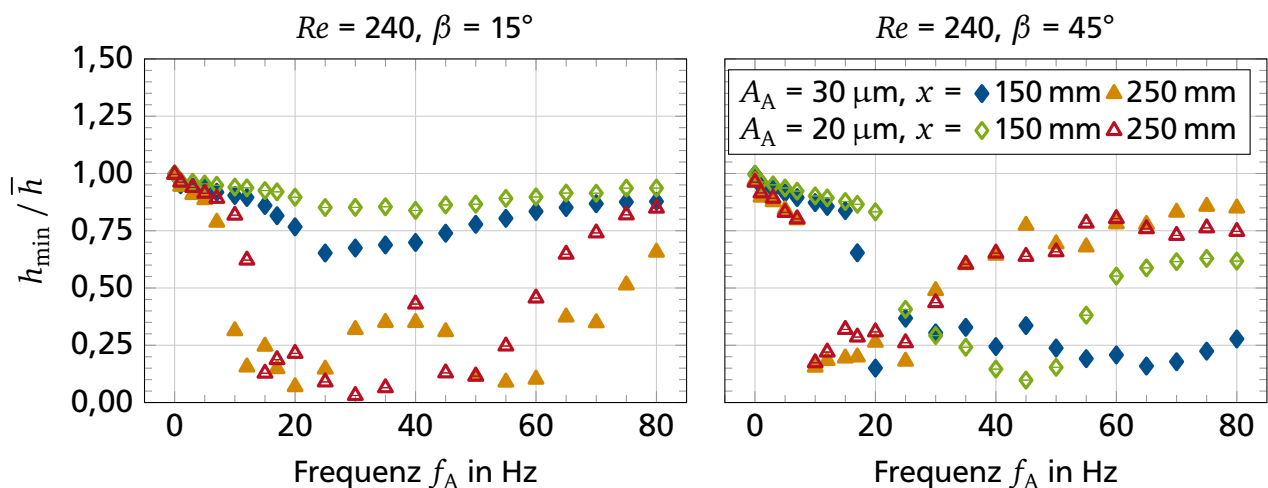


Abbildung 4.15: Einfluss der Anregungsamplitude A_A auf die Entwicklung der Wellenminima h_{\min} normiert mit der mittleren Filmdicke \bar{h} für unbeheizte Filme über der Anregungsfrequenz f_A mit der Reynolds-Zahl $Re = 240$ für die Neigungswinkel $\beta = 15^\circ$ (links) und $\beta = 45^\circ$ (rechts) an zwei Abständen x zum Filmleger ohne Wandbeheizung

Positionen der kleinsten Wellenminima

In der folgenden Abbildung 4.16 ist, analog zur maximal auftretenden Filmdicke (Abbildung 4.14), die minimal gemessene Filmdicke und deren Position als Abstand zum Filmleger aufgetragen. Für niedrige Neigungswinkel treten die dünnsten gemessenen Filmdicken erst gegen Ende der Messstrecke auf und verlagern sich mit steigendem Neigungswinkel zu kürzeren Abständen zum Filmleger. Während für einen Neigungswinkel von $\beta = 15^\circ$ der dünnste Film für fast das gesamte gemessene Frequenzspektrum im letzten Drittel des Messbereichs liegt, verschiebt sich der dünnste Film für die höheren Frequenzen mit steigendem Neigungswinkel zu kürzeren Abständen zum Filmleger.

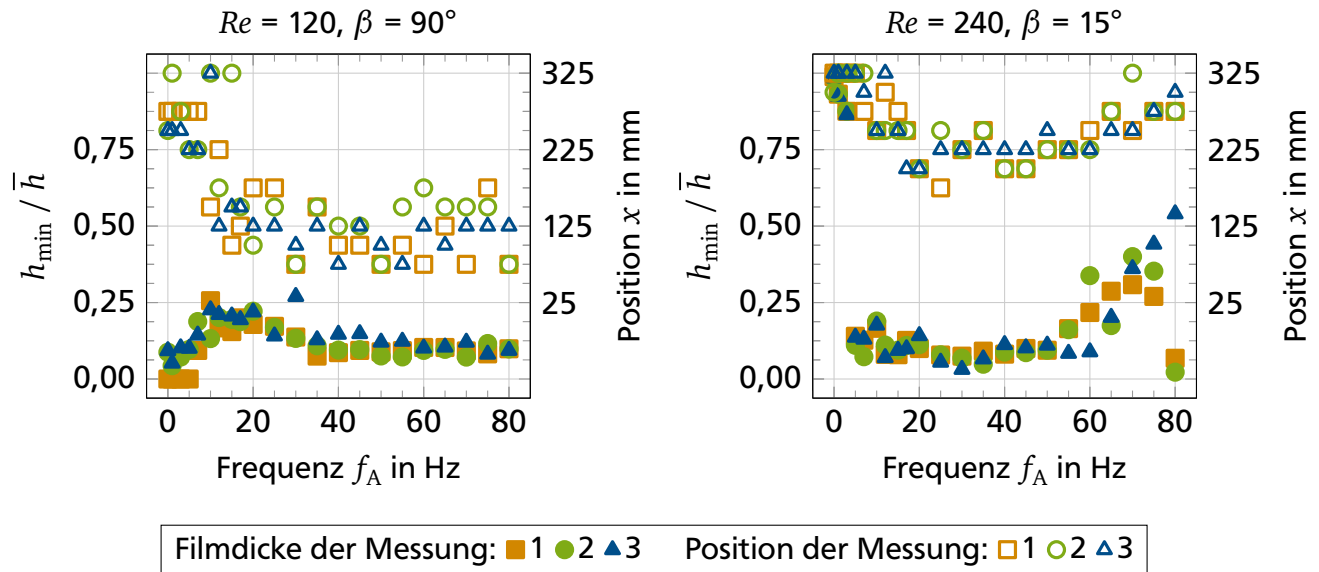


Abbildung 4.16: Je drei Messungen der normierten minimalen Filmdicke h_{\min} / \bar{h} im gesamten Messbereich (linke Ordinatenachse, ausgefüllte Marker) und deren Position als Abstand x zum Filmleger (rechte Ordinatenachse, leere Marker) über der Anregungsfrequenz f_A für $Re = 120$ mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ und $\beta = 90^\circ$ (links) sowie $Re = 240$ mit $A_A = 30 \mu\text{m}$ und $\beta = 15^\circ$ (rechts) und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$

Zwischenfazit zu den Wellenminima

Die Entwicklung der Wellenminima wird wie die der Wellenmaxima von der Anregungsfrequenz und Anregungsamplitude, dem Neigungswinkel und der Reynolds-Zahl beeinflusst. Die Frequenzabhängigkeit ist zwischen Wellenmaxima und Wellenminima unterschiedlich. Dies ist ein Indiz dafür, dass die Wellen ihre anfangs symmetrische Form nicht beibehalten.

4.1.6 Filmdickenverteilung

Mit der Filmdickenverteilung und deren Entwicklung entlang der Strömungsrichtung kann der Film noch detaillierter beschrieben werden. Dazu wurde die räumlich und zeitlich hoch aufgelöst gemessene Filmdicke in einem Histogramm dargestellt. Zum Vergleich der unterschiedlichen Messungen wurde die normierte Filmdicke h/\bar{h} herangezogen, um zeigen zu können, welche Verteilung der Filmdicke vorliegt. Die Intervallbreite des Histogramms beträgt 0,01. Zunächst werden natürliche Filmströmungen ohne Wandbeheizung miteinander verglichen und im Anschluss der Einfluss durch Wandbeheizung und definierter Anregung des Fallfilms analysiert.

Filmdickenverteilung des natürlichen Films

In Abbildung 4.17 sind vier Histogramme für zwei Reynolds-Zahlen von $Re = 120$ und $Re = 240$ sowie für zwei Neigungswinkel von $\beta = 15^\circ$ und $\beta = 90^\circ$ ohne Wandbeheizung dargestellt. Die Reynolds-Zahl variiert in horizontaler und der Neigungswinkel in vertikaler Richtung. Für $Re = 120$ und $\beta = 90^\circ$ ist die mittlere Filmdicke am dünnsten und nimmt mit steigender Reynolds-Zahl beziehungsweise sinkendem Neigungswinkel zu. Je dünner der Film ist, desto kürzer ist der Abstand zum Filmleger, ab dem er beginnt wellig zu werden. Die Häufigkeit der normierten Filmdicke um einen Wert von 1 nimmt also ab. Für den dünnsten Film im untersuchten Parameterbereich ändert sich im letzten Drittel der Messstrecke die Verteilung nicht mehr. Die Verläufe für $x = 225$ mm und 325 mm sind annähernd identisch. Für $Re = 240$ und $\beta = 15^\circ$, mit der größten mittleren Filmdicke im Parameterbereich, ist hingegen kaum eine Änderung der Häufigkeitsverteilung über dem Abstand zum Filmleger erkennbar. Die Häufigkeit nimmt mit zunehmendem Abstand nur minimal ab und die Breite der Verteilung zu.

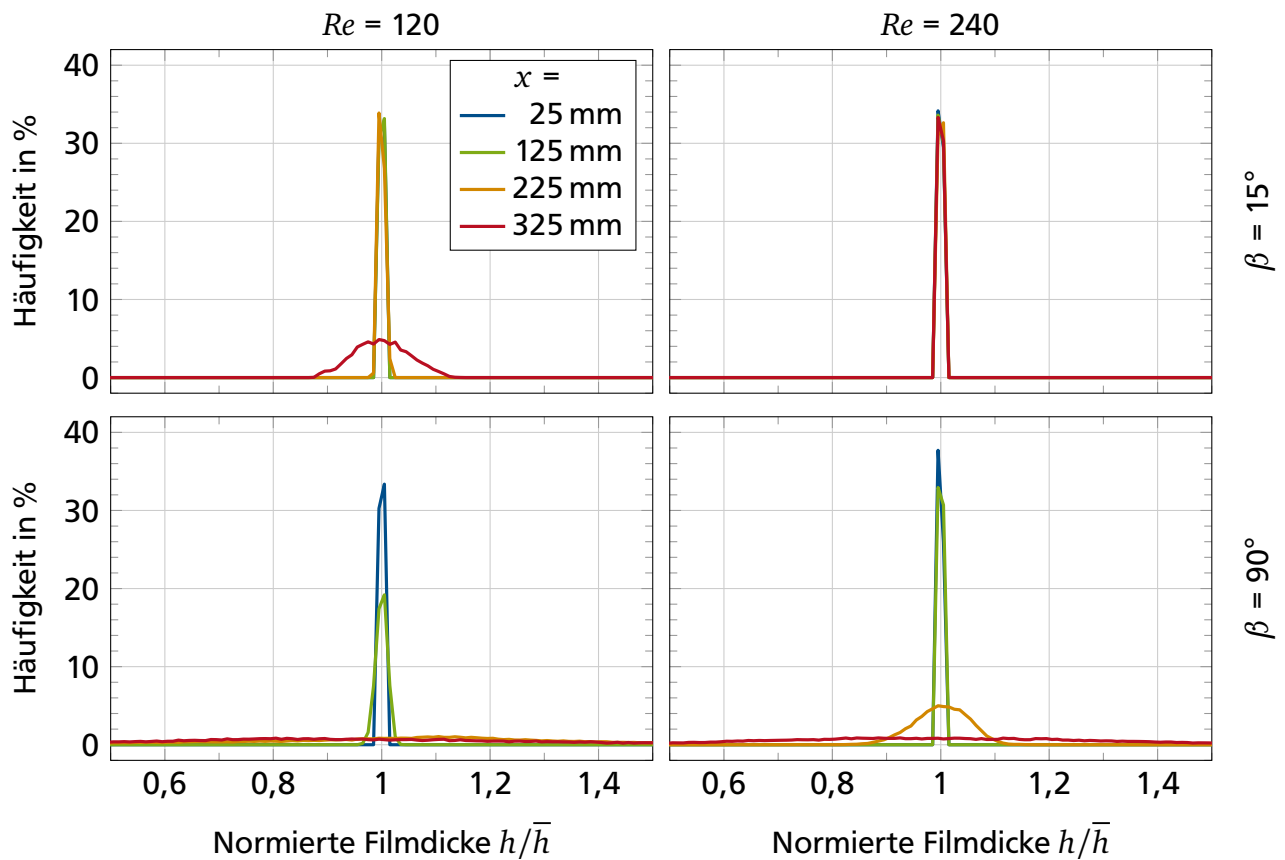


Abbildung 4.17: Verteilung der normierten Filmdicke h/\bar{h} ohne Wandbeheizung und ohne Wellenanregung für $Re = 120$ und 240 und $\beta = 15^\circ$ und 90° an vier Abständen x zum Filmleger

Im Vergleich zu Abbildung 4.17 sind in Abbildung 4.18 Messungen mit Wandbeheizung für zwei Parameterkombinationen ($Re = 120$, $\beta = 15^\circ$, $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ sowie $Re = 240$, $\beta = 90^\circ$, $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$) dargestellt. Wie auch für die Ergebnisse der Amplitudenentwicklung ist nur ein geringer Einfluss der Wandbeheizung auf die Filmdickenverteilung zu erkennen. Für $Re = 120$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ verändert sich die Häufigkeitsverteilung für die ersten drei dargestellten Abstände zum Filmleger im Vergleich zu den Ergebnisse ohne Wandbeheizung leicht und ist an einer abnehmenden Häufigkeit erkennbar. Mit $Re = 240$, $\beta = 90^\circ$ und $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ sind Unterschiede zwischen beheizter und unbeheizter Wand in den Darstellungen erst ab einem Abstand von $x = 225 \text{ mm}$ ersichtlich. Die Form der Verteilung ist spitzer als ohne Beheizung.

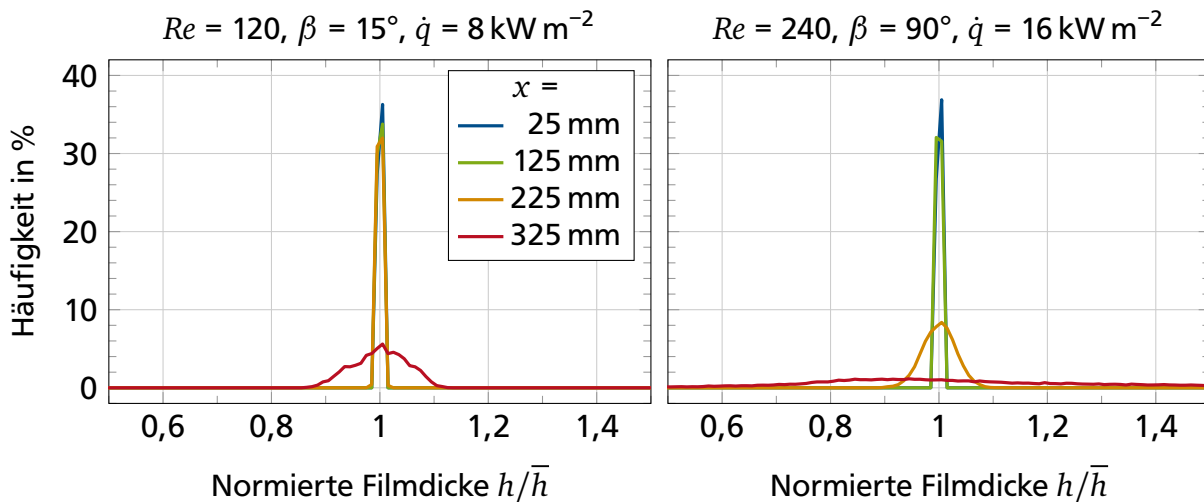


Abbildung 4.18: Verteilung der normierten Filmdicke h/\bar{h} ohne Wellenanregung für $Re = 120$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ (links) und $Re = 240$, $\beta = 90^\circ$ und $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ (rechts) an vier Abständen x zum Filmleger

Filmdickenverteilung des angeregten Films

Im Folgenden wird der Einfluss der Wellenanregung auf die Filmdickenverteilung betrachtet. In Abbildung 4.19 sind Histogramme für vier unterschiedliche Anregungsfrequenzen f_A und einer Reynolds-Zahl von $Re = 120$, einen Neigungswinkel von $\beta = 15^\circ$ sowie einer Heizleistung von $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ dargestellt. Für alle dargestellten Parameterkombinationen ist für einen geringen Abstand zum Filmleger von $x = 25 \text{ mm}$ eine bimodale Verteilung zu erkennen. Dies weicht von den vorherigen Ergebnissen ab (vgl. Abbildung 4.17 und 4.18) und ist auf die sinusförmige Wellenanregung zurückzuführen. Im Graph für $f_A = 1 \text{ Hz}$ (oben links) ist zu erkennen, dass sich die Wellen der Wellenanregung mit ihrer aufgeprägten Amplitude weiterentwickeln. Die mit zunehmendem Abstand zum Filmleger minimal ansteigende Amplitude resultiert in einem etwas breiteren Intervall mit leicht geringeren Häufigkeiten. Für große Abstände vom Filmleger ($x = 325 \text{ mm}$) ist die Filmdickenverteilung wieder in eine normalverteilte Form über-

gegangen. Wird die Frequenz gesteigert (bspw. $f_A = 20\text{ Hz}$, oben rechts) ist eine deutliche Änderung der Filmdickenverteilung zu beobachten. Für den Abstand von $x = 25\text{ mm}$ ist die typische bimodale Verteilung zu erkennen. In einem Abstand zum Filmleger von $x = 125\text{ mm}$ hat sich die Wellenform geändert. Anstelle einer bimodalen ist eine trimodale Verteilung zu erkennen. Die zugehörigen Wellenformen können Unterabschnitt 4.1.1 entnommen werden (vgl. Abbildung 4.3). Das kleinste lokale Maximum steht für die niedrigsten Wellenminima des Films, dessen Höhe im Vergleich zum ersten Messpunkt deutlich abgenommen hat. Im Bereich der mittleren Filmdicke ist ein weiteres lokales Maximum zu finden. Die maximale Filmdicke steigt mit zunehmendem Abstand zum Filmleger an und korrespondiert mit dem dritten lokalen Maximum für hohe normierte Filmdicken. Bei $x = 225\text{ mm}$ ist das mittlere lokale Maximum zu normierten Filmdicken > 1 gewandert und ist für $x = 325\text{ mm}$ in zwei einzelne Maxima zerfallen. Die Einzelwelle ist demnach über die Lauflänge in zwei Wellen zerfallen und es liegt eine quadromodale Verteilung vor (vgl. Abbildung 4.3). Für eine weitere Frequenzerhöhung der aktiven Anregung zeigt sich wiederum ein abweichendes Verhalten ($f_A = 50\text{ Hz}$, unten links). Für einen Abstand zum Filmleger von $x = 125\text{ mm}$ liegt eine unsymmetrische bimodale Verteilung vor. Im weiteren Verlauf ($x = 225\text{ mm}$) nimmt der Unterschied zwischen den beiden Maxima der bimodalen Verteilung weiter zu, bevor die großen Einzelwellen in viele kleine Wellen zerfallen ($x = 325\text{ mm}$), die durch die Normalverteilung repräsentiert werden. Dies korrespondiert zu den spitzen Wellentälern und flachen Wellenbergen der Wellenform (vgl. Abbildung 4.3). Die Anregung mit einer Frequenz von $f_A = 80\text{ Hz}$ (unten rechts) stellt das obere Ende des untersuchten Frequenzbereichs dar. Die Entwicklung ist ähnlich der von $f_A = 50\text{ Hz}$ mit einer eher symmetrischen bimodalen Verteilung. Am größten Abstand zum Filmleger liegt ebenfalls eine Normalverteilung der normierten Filmdicke vor.

Mit steigendem Neigungswinkel findet die im vorherigen Absatz beschriebenen frequenzabhängigen Entwicklungen der Filmdickenverteilung innerhalb kürzerer Abstände zum Filmleger statt. In Abbildung 4.20 sind die Filmdickenverteilungen für eine Reynolds-Zahl von $Re = 120$, einem Neigungswinkel von $\beta = 45^\circ$ und den zwei Anregungsfrequenzen $f_A = 20\text{ Hz}$ (links) und $f_A = 50\text{ Hz}$ (rechts) dargestellt. Die restlichen Parameter der dargestellten Ergebnisse sind identisch zu Abbildung 4.19. Durch den größeren Neigungswinkel ist die mittlere Filmdicke geringer. Da für alle Versuche die Anregungsamplitude gleich gehalten wurde, weisen die Maxima der bimodalen Verteilung für einen Abstand zum Filmleger von 25 mm einen größeren Abstand vom Mittelwert 1 auf. Für einen Abstand von 125 mm sind die anfänglichen Einzelwellen im Vergleich zum niedrigeren Neigungswinkel deutlich in mehrere Wellen zerfallen. Für $f_A = 20\text{ Hz}$ (links) ist bei diesem Abstand zum Filmleger am Rand der Abbildung ein kleines Maximum der Verteilung zu sehen während im Bereich normierter Filmdicken < 1 mehrere lokale Maxima zu erkennen sind. Diese Verteilung korrespondiert mit der Wellenform für eine große Welle mit

kleineren Kapillarwellen (vgl. Abbildung 4.4). Für eine weitere Erhöhung des Neigungswinkel bis auf $\beta = 90^\circ$ setzt sich der dargestellte Trend fort.

$$Re = 120, \beta = 15^\circ$$

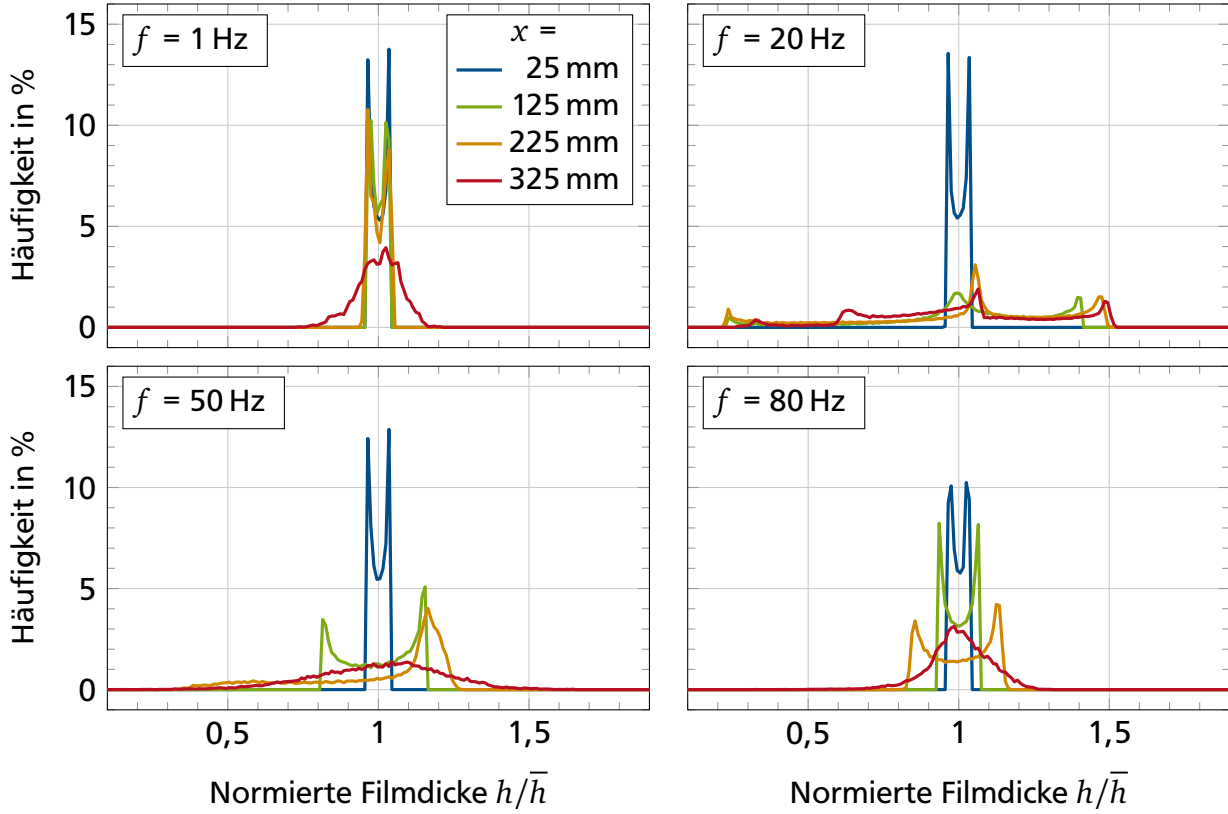


Abbildung 4.19: Verteilung der normierten Filmdicke h/\bar{h} für vier Anregungsfrequenzen f_A mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ für $Re = 120$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ an vier Abständen x zum Filmleger

$$Re = 120, \beta = 45^\circ$$

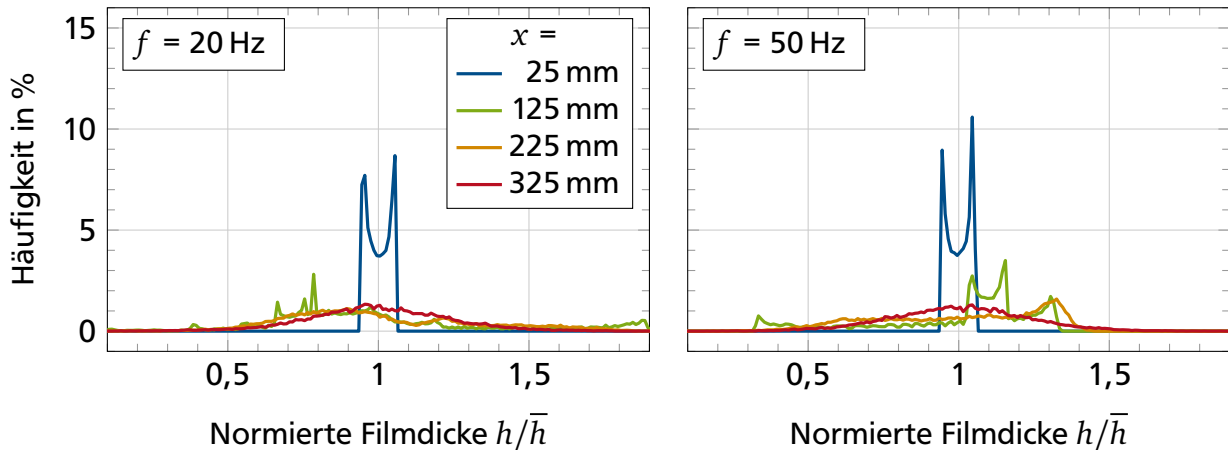


Abbildung 4.20: Verteilung der normierten Filmdicke h/\bar{h} für zwei Anregungsfrequenzen f_A mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ für $Re = 120$, $\beta = 45^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ an vier Abständen x zum Filmleger

In den folgenden Abbildungen wird das vorgestellte frequenzabhängige Verhalten für die Verteilung der normierte Filmdicke über die gesamte Breite des Frequenzspektrums in äquidistanten Schritten von 10 Hz dargestellt. Der Anregungsfrequenzbereich von 1 Hz bis 20 Hz wird zusätzlich in 5 Hz Schritten abgebildet. So kann die Entwicklung der Filmdickenverteilung in den bereits gezeigten Abbildungen 4.17 bis 4.20 mit ihren Zwischenstufen betrachtet werden. Da sich, wie bereits in den vorhergehenden Abbildungen zu erkennen, ein sehr ähnlicher Verlauf für den Abstand von $x = 25$ mm zeigt, wird auf eine weitere Darstellung aus Gründen der Übersichtlichkeit verzichtet.

Die Ergebnisse für $Re = 120$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ sind in Abbildung 4.21 dargestellt. Im linken Graphen sind die Frequenzen von 1 Hz bis 80 Hz abgebildet. Der rechte Graph dient als Detailausschnitt für den Frequenzbereich von 1 Hz bis 20 Hz. Im Vergleich zu 1 Hz steigt ab 10 Hz für $x = 125$ mm der Abstand des kleinen als auch des großen Anteils der normierten Filmdicke vom Wert 1. Die Differenz zwischen kleinster und größter Filmdicke wächst also an. Dieser Trend ist bis circa 20 Hz zu beobachten. Danach wird der Abstand wieder kleiner. Die gleiche Entwicklung konnte an den restlichen Messstellen beobachtet werden. Wie auch schon in Unterabschnitt 4.1.4 dargelegt, liegt für die Frequenzen im Bereich von 5 Hz bis 7 Hz die größte normierte Filmdicke vor. Diese liegt etwa bei einer normierten Filmdicke von 2 und ist für $x = 225$ mm durch einen kleinen Ausschlag zu erkennen.

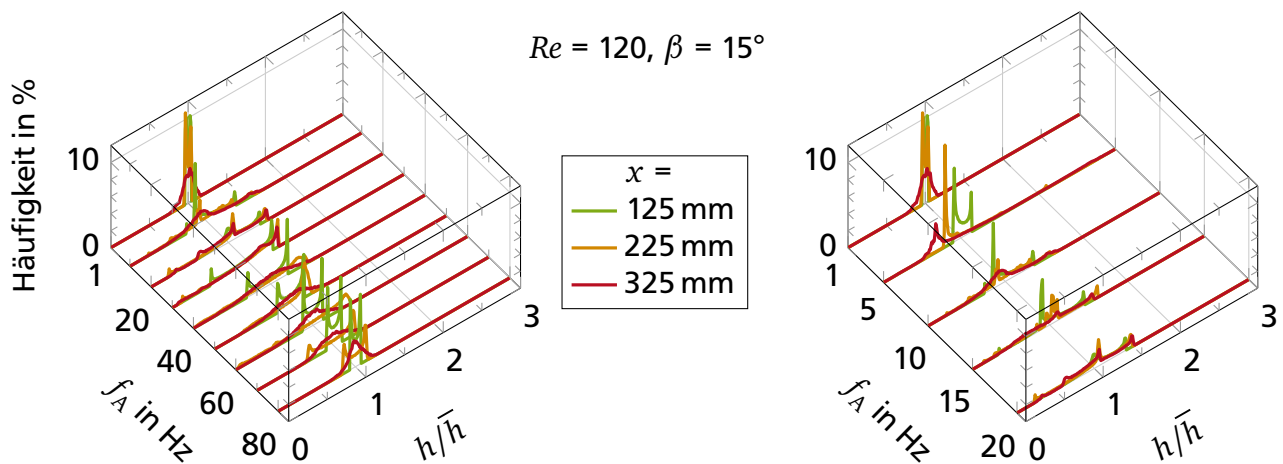


Abbildung 4.21: Verteilung der normierten Filmdicke h/\bar{h} für die Anregungsfrequenzen von $f_A = 1$ Hz bis 80 Hz (links) und $f_A = 1$ Hz bis 20 Hz (rechts) mit $A_A = 20 \mu\text{m}$, $Re = 120$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ an drei Abständen x zum Filmleger

In Abbildung 4.22 ist die Filmdickenverteilung über der Anregungsfrequenz für einen größeren Neigungswinkel von $\beta = 45^\circ$ dargestellt. Auf der linken Seite ist wieder das gesamte Frequenzspektrum von 1 Hz bis 80 Hz zu sehen. Nur für $f_A = 1$ Hz und $x = 125$ mm liegen noch sinusförmige Wellen vor, die ähnlich der Anfangsanregung sind. Für die anderen Frequenzen ist

die Verteilung nicht symmetrisch. Im Vergleich zu kleineren Neigungswinkeln findet ein Zerfall der bimodalen Verteilung an kürzeren Abständen zum Filmleger statt. Dies ist auch in der rechten Darstellung im Frequenzbereich von 1 Hz bis 20 Hz zu erkennen.

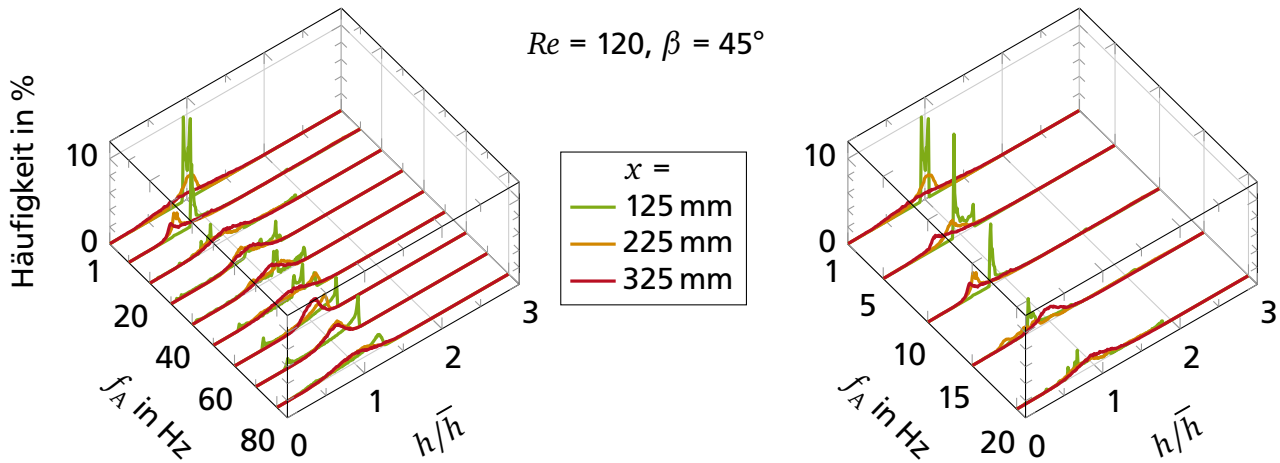


Abbildung 4.22: Verteilung der normierten Filmdicke h/\bar{h} für die Anregungsfrequenzen von $f_A = 1$ Hz bis 80 Hz (links) und $f_A = 1$ Hz bis 20 Hz (rechts) mit $A_A = 20 \mu\text{m}$, $Re = 120$, $\beta = 45^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ an drei Abständen x zum Filmleger

Die Ergebnisse der Messungen für $Re = 240$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ sind in Abbildung 4.23 dargestellt. Im Vergleich zu Messungen mit geringerer Reynolds-Zahl (Abbildung 4.21) findet die Entwicklung der Filmdickenverteilung über längere Abstände zum Filmleger statt. Für $x = 125$ mm ist über den gesamten Frequenzbereich eine bimodale Verteilung der normierten Filmdicke zu erkennen. Diese bleibt ausschließlich für $f_A = 1$ Hz über den gesamten Verlauf entlang der Strömungsrichtung erhalten. Mit zunehmendem Abstand zerfällt für die restlichen Frequenzen die bimodale Verteilung. Bereits mit einer Anregungsfrequenz von $f_A = 3$ Hz ist eine symmetrische bimodale Verteilung nur für $x = 125$ mm zu erkennen. Im Frequenzbereich von 20 Hz bis 60 Hz ist für $x = 225$ mm der Abstand zwischen kleinster und größter normierter Filmdicke am höchsten.

Allgemein zerfallen auch für $Re = 240$ mit zunehmendem Neigungswinkel die Einzelwellen, die durch die bimodale Verteilung repräsentiert werden, mit kleiner werdenden Abständen zum Filmleger. Häufig, wie in Abbildung 4.24 ab etwa 20 Hz, verschiebt sich der Zerfall mit steigender Frequenz nochmals zu kürzeren Lauflängen.

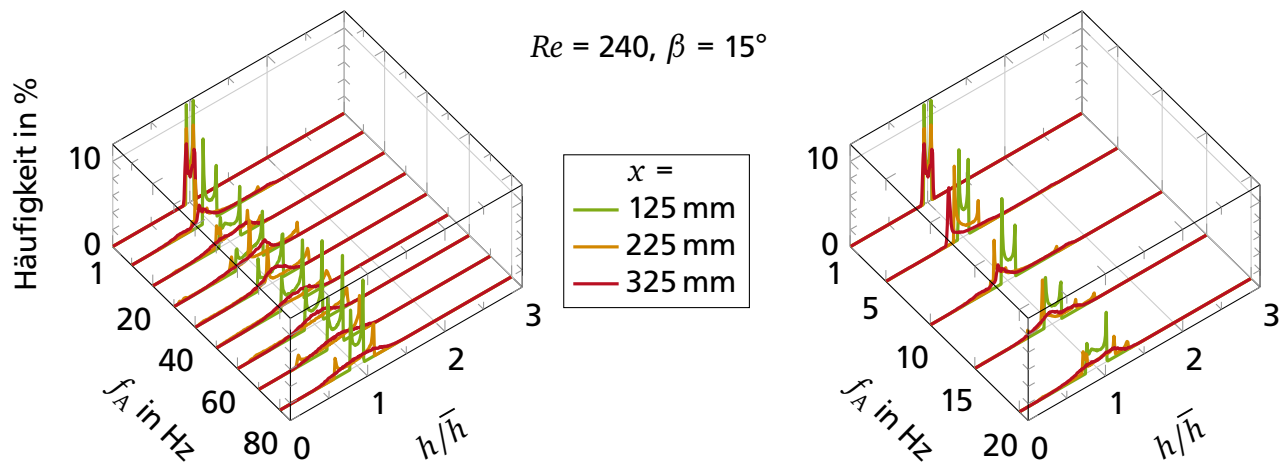


Abbildung 4.23: Verteilung der normierten Filmdicke h/\bar{h} für die Anregungsfrequenzen von $f_A = 1$ Hz bis 80 Hz (links) und $f_A = 1$ Hz bis 20 Hz (rechts) mit $A_A = 30 \mu\text{m}$, $Re = 240$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ an drei Abständen x zum Filmleger

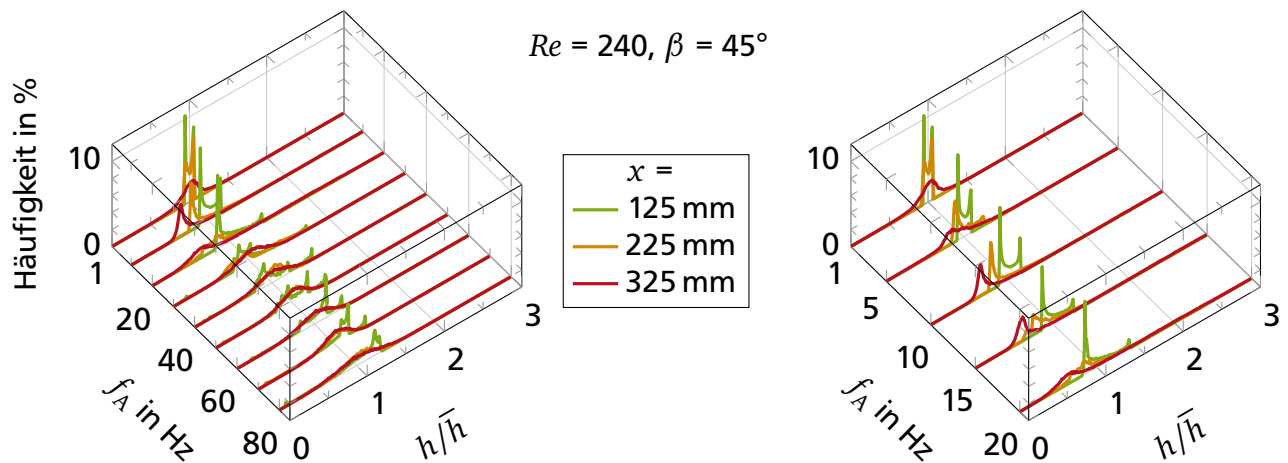


Abbildung 4.24: Verteilung der normierten Filmdicke h/\bar{h} für die Anregungsfrequenzen von $f_A = 1$ Hz bis 80 Hz (links) und $f_A = 1$ Hz bis 20 Hz (rechts) mit $A_A = 30 \mu\text{m}$, $Re = 240$, $\beta = 45^\circ$ und $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ an drei Abständen x zum Filmleger

Zwischenfazit zur Filmdickenverteilung

Durch die Analyse der Filmdickenverteilung kann die unterschiedliche Entwicklung der Wellen in Abhängigkeit der Versuchsparameter verdeutlicht werden. Für Fallfilme mit Wellenanregung liegt am Abstand zum Filmleger von $x = 25$ mm immer eine bimodale Verteilung der Filmdicke vor, die durch die sinusförmige Anregung hervorgerufen wird. Mit zunehmendem Abstand zum Filmleger entwickelt die anfängliche Verteilung der normierten Filmdicke in Abhängigkeit der Anregungsfrequenz, des Neigungswinkels und der Reynolds-Zahl verschiedene Formen der Verteilungen, die sich von der anfänglichen bimodalen Verteilung unterscheiden und für das Zerfallen der Einzelwellen sprechen. Am Ende der Messstrecke liegt meist eine Normalverteilung der Filmdicke vor, deren Intervallbreite von den bereits genannten Parametern abhängt.

4.1.7 Wellenlänge

Die Wellenlänge λ ist der räumliche Abstand zweier Wellenberge und ist ein weiteres Merkmal, das auf seine Frequenzabhängigkeit untersucht wurde. Sie wurde anhand der fotografischen Erfassung der Filmoberfläche mittels eines Algorithmus bestimmt (Unterabschnitt 3.3.1). In den vorherigen Unterabschnitten wurde gezeigt, dass die Wellen ab einem gewissen Abstand zum Filmleger zerfallen. Ab diesem Abstand kann keine Wellenlänge mehr bestimmt werden und ist in Abbildung 4.25 dargestellt. Ab einer Anregungsfrequenz von $f_A = 20$ Hz ist für alle Versuchsparameter eine komplette Darstellung der Wellenlänge möglich. Für beide Reynolds-Zahlen $Re = 120$ (links) und 240 (rechts) nehmen die Wellenlängen mit steigender Anregungsfrequenz hyperbelförmig ab. Der Einfluss des Neigungswinkels auf die Wellenlänge nimmt ebenfalls mit steigender Frequenz ab. Für die Messungen mit $Re = 120$ ist ab $f_A = 60$ Hz kein Unterschied in der Wellenlänge mehr erkennbar. Für $Re = 240$ ist der Einfluss des Neigungswinkels auf die Wellenlänge stärker. Insgesamt sind die Wellenlängen mit steigender Reynolds-Zahl größer.

4.1.8 Wellengeschwindigkeit

Die Wellengeschwindigkeit wurde über die gemessene Wellenlänge λ und die eingestellte Anregungsfrequenz f_A berechnet ($w_{\text{Welle}} = \lambda f_A$). In der Frequenzanalyse des Fallfilms wurde bereits gezeigt, dass kein Unterschied zwischen angeregter und gemessener Frequenz feststellbar ist. In Abbildung 4.26 sind die Wellengeschwindigkeiten für $Re = 120$ (links) und 240 (rechts) dargestellt und mit der mittleren Filmgeschwindigkeit nach Nußelt^[5] normiert. Der Wert 1,5 entspricht der Oberflächengeschwindigkeit eines laminaren Films (vgl. Gleichung (2.5)). Die Wellengeschwindigkeit liegt im gemessenen Bereich oberhalb dieses Wertes. Für beide Reynolds-Zahlen

zeigt sich eine ähnliche Abhängigkeit der Wellengeschwindigkeit von der Anregungsfrequenz und dem Neigungswinkel. Größtenteils befinden sich die gemessenen Geschwindigkeiten etwa im Bereich des Anderthalb- bis Zweifachen der mittleren Filmgeschwindigkeit nach Nußelt.^[5] Mit steigender Anregungsfrequenz nimmt die Standardabweichung der detektierten Wellengeschwindigkeiten aufgrund der Standardabweichungen der Wellenlängen und deren Multiplikation mit der Anregungsfrequenz deutlich zu.

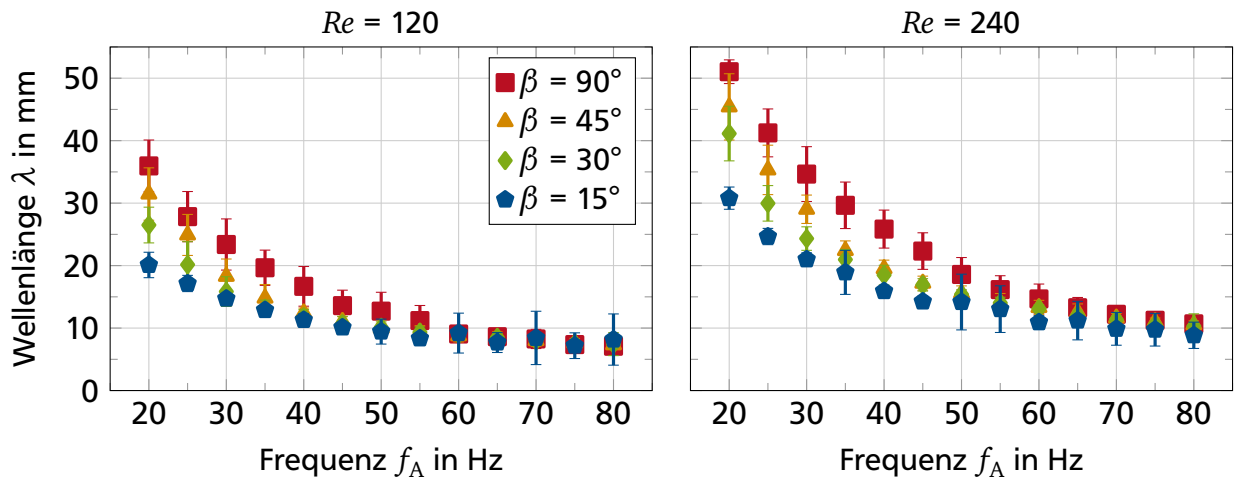


Abbildung 4.25: Wellenlänge λ mit der Standardabweichung s über der Anregungsfrequenz f_A mit vier Neigungswinkeln β für $Re = 120$ mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ (links) sowie $Re = 240$ mit $A_A = 30 \mu\text{m}$ (rechts)

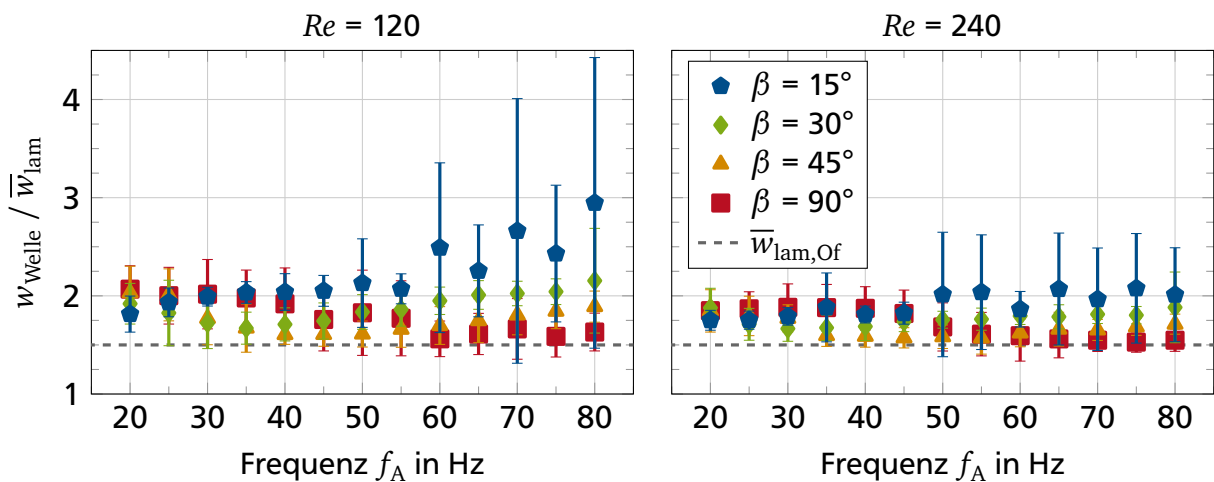


Abbildung 4.26: Wellengeschwindigkeit w_{Welle} normiert mit der mittleren Filmgeschwindigkeit eines laminaren Films \bar{w}_{lam} nach Nußelt^[5] mit der Standardabweichung s über der Anregungsfrequenz f_A mit vier Neigungswinkeln β für $Re = 120$ mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ (links) sowie $Re = 240$ mit $A_A = 30 \mu\text{m}$ (rechts)

4.1.9 Vergleich mit Korrelationen und Daten aus der Literatur

Vergleiche zwischen den Korrelationen von Nosoko *et al.*^[25] (Gleichungen (2.18) und (2.19)) und den gemessenen Daten zur Filmcharakteristik sind in den Graphen der Abbildung 4.27 dargestellt. Der in dieser Arbeit betrachtete Parameterraum ($Re = 120$ und 240) liegt außerhalb vom ursprünglichen Gültigkeitsbereichs der Korrelationen ($Re = 14$ bis 90 an senkrechten Wänden). Zusätzlich sind in den beiden Graphen die numerischen Ergebnisse von Yu *et al.*^[3] dargestellt. Sie haben bereits in ihrer Arbeit gezeigt, dass die extrapolierten Korrelationen nicht mit den numerischen Ergebnissen übereinstimmen. Im linken Graphen sind die Daten zur dimensionslosen maximalen Wellenhöhe N_{hp} dargestellt. Die experimentellen Daten bestätigen den Trend der numerischen Ergebnisse, die mit steigender Reynolds-Zahl die Korrelation unterschätzen. Die Abweichung der experimentellen Ergebnisse von der extrapolierten Korrelation nimmt mit steigender Reynolds-Zahl zu. In der rechten Darstellung für die dimensionslose Wellengeschwindigkeit N_{uw} ist ein ähnliches Verhalten zu beobachten. Sowohl die experimentellen als auch die numerischen Daten liegen oberhalb der Korrelation. Die zwei Punktwolken für die unterschiedlichen Reynolds-Zahlen von $Re = 120$ (unten links) sowie 240 (oben rechts) sind deutlich voneinander zu unterscheiden. Mit sinkendem Neigungswinkel β nimmt der Abstand der Ergebnisse zur Korrelation zu.

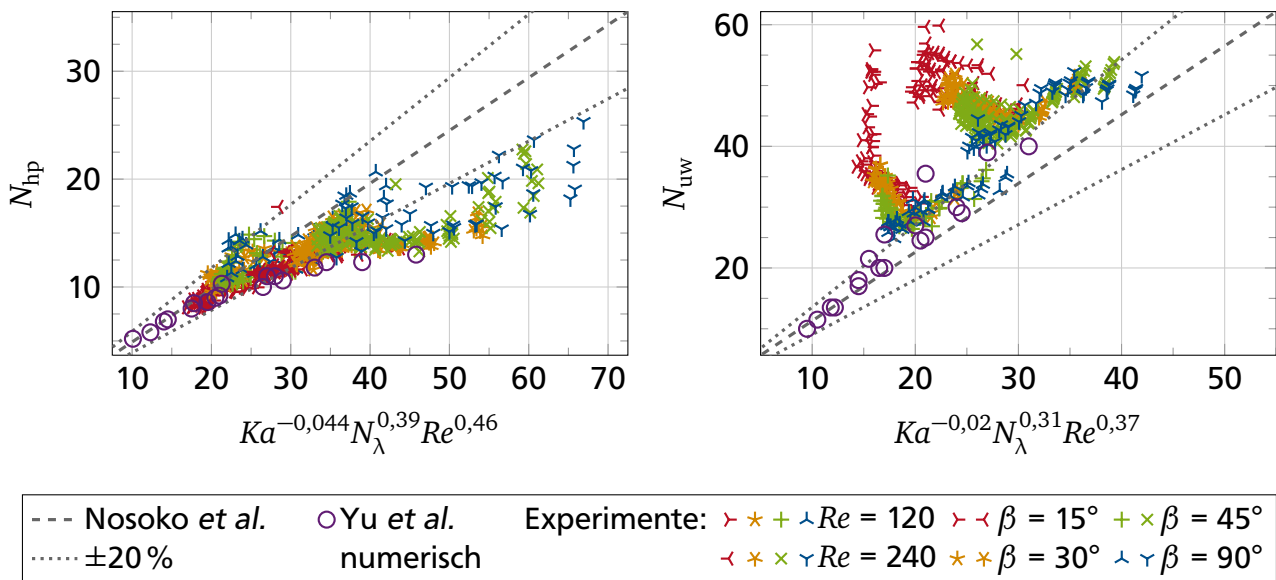


Abbildung 4.27: Vergleich der experimentellen Daten mit der Korrelation für die dimensionslose maximale Wellenhöhe N_{hp} (links) und der dimensionslosen Geschwindigkeit N_{uw} (rechts) nach Nosoko *et al.*^[25] und den numerischen Ergebnissen von Yu *et al.*^[3]

Mit einer linearen Regression wurden neue korrigierte Parameter der Korrelation berechnet und diese somit an die Messdaten angepasst. Die Korrelationen in Gleichung (4.1) und (4.2) beschreiben die Messwerte mit einem Bestimmtheitsmaß von etwa 80 %, was der Güte von Nakoryakov *et al.* ^[23] entspricht. Dabei wird deutlich, dass sich sowohl die Steigung als auch die Exponenten im Vergleich mit Gleichung (2.18) und (2.19) erheblich geändert haben.

$$N_{hp,exp} = 62,395Ka^{-0,15}N_{\lambda}^{0,166}Re^{0,254} \quad (4.1)$$

$$N_{uw,No} = 0,067Ka^{-0,136}N_{\lambda}^{0,03}Re^{0,534} \quad (4.2)$$

In Abbildung 4.28 sind die Messwerte den korrigierten Korrelationen gegenübergestellt. Für die dimensionslose maximale Wellenhöhe N_{hp} auf der linken Seite können keine neuen Erkenntnisse gewonnen werden. In der rechten Abbildung für die Daten der dimensionslosen Wellengeschwindigkeit N_{uw} sind wieder zwei Punktwolken für die jeweiligen Reynolds-Zahlen $Re = 120$ (links) sowie 240 (rechts) zu erkennen. Die Ergebnisse eines Neigungswinkels β mit unterschiedlichen Anregungsfrequenzen liegen dabei meist auf einer Linie, was auf die frequenzabhängige Geschwindigkeit zurückgeführt wird. Für die Reynolds-Zahl $Re = 120$ und den Neigungswinkel $\beta = 15^\circ$ ist die Abweichung von der Korrelation im Vergleich zu den restlichen Parametersätzen besonders groß. Die Daten stammen aus mehreren Wiederholungsmessungen und es handelt sich nicht um einzelne Ausreißer.

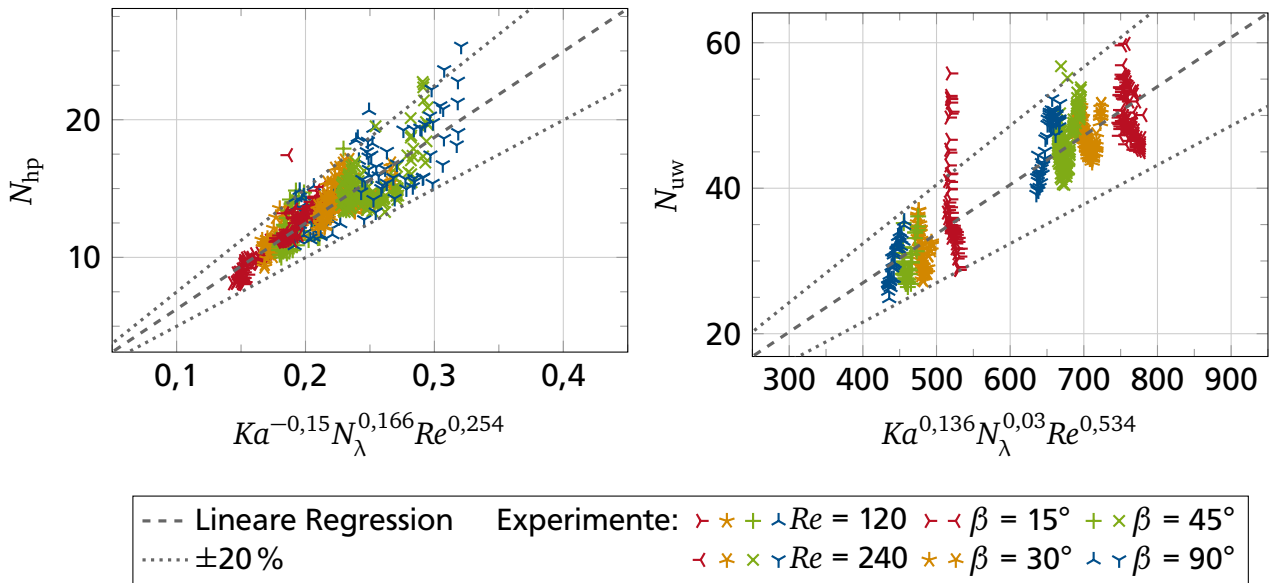


Abbildung 4.28: Vergleich der experimentellen Daten mit der angepassten Korrelation für die dimensionslose maximale Wellenhöhe N_{hp} (links) und der dimensionslosen Geschwindigkeit N_{uw} (rechts) nach Nosoko *et al.* ^[25]

Zwischenfazit zum Vergleich mit Korrelationen

Die Korrelationen aus der Literatur^[23,25] basieren auf experimentellen Ergebnissen und wurden für kleinere Reynolds-Zahlen ($Re = 14$ bis 90) aufgestellt als die in dieser Arbeit verwendeten ($Re = 120$ und 240). Numerische Untersuchungen^[3] haben bereits gezeigt, dass eine Extrapolation der Korrelationen nicht mit den Ergebnissen korrespondiert. Durch die Experimente dieser Arbeit konnten die Ergebnisse der numerischen Berechnungen bestätigt werden. Durch eine lineare Regression wurden die Konstanten und Exponenten der Korrelation an die experimentellen Daten angepasst. Dadurch können die Messergebnisse deutlich besser (ca. $\pm 20\%$) wiedergegeben werden.

4.2 Wärmetransport

In diesem Abschnitt werden die Ergebnisse zum Einfluss der Wellenanregung auf den Wärmetransport vorgestellt. Die für die Wandtemperaturmessungen verwendeten Thermoelemente sind in einem Raster von drei Thermoelementen über der Breite und neun entlang der Strömungsrichtung angebracht. Die Temperaturen von drei Thermoelementen mit gleichem Abstand zum Filmleger wurden gemittelt und deren Standardabweichung als Indiz genutzt, ob eine über die Breite der Wand gleichmäßige Strömung oder ungleichmäßige Strukturen vorliegen. Durch beispielsweise Strähnen in Strömungsrichtung ist die Wand über die Breite nicht isotherm. An Messstellen in y -Richtung mit einem dünneren Film wird eine höhere Temperatur gemessen als an Stellen mit einem dickeren Film.

4.2.1 Wandtemperaturverlauf entlang der Strömungsrichtung

In den folgenden Abbildungen wird der Verlauf der Wandtemperatur für den natürlichen Film beschrieben. Der Heizer beginnt ab einem Abstand zum Filmleger von $x = 100$ mm. Dies ist jeweils durch eine gestrichelte Linie in den Graphen dargestellt. Die durchgezogene Linie in den Darstellungen repräsentiert jeweils den theoretischen Temperaturanstieg ΔT pro Längeneinheit Δx nach der Bilanzgleichung

$$\frac{\Delta T}{\Delta x} = \frac{\dot{q}}{c \Gamma \rho} \quad (4.3)$$

für eine adiabate Filmoberfläche und eindimensionale Wärmeleitung innerhalb der Wand.

In Abbildung 4.29 sind die Ergebnisse für $Re = 120$ (links) sowie 240 (rechts), $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ und vier Neigungswinkeln zu sehen. Die Temperatur ist dargestellt als die Differenz aus der

lokalen Wandtemperatur T_x und der Einlasstemperatur T_{x_0} der Flüssigkeit. Die Wandtemperatur steigt zwischen den ersten beiden Messstellen im beheizten Bereich mit einem Abstand zum Filmleger von $x = 100$ mm und 125 mm stärker an als im weiteren Verlauf. Dies wird auf die Entwicklung der thermischen Grenzschicht zurückgeführt. Nach den Gleichungen (2.27) und (2.28) hat die thermische Grenzschicht für diesen Parameterbereich nach etwa 10 mm bis 60 mm nach Beginn des Heizers die Filmoberfläche erreicht. Dies stimmt mit den Ergebnissen der Wandtemperaturmessungen überein. Des Weiteren ist der Abbildung 4.29 zu entnehmen, dass die Wand mit steigendem Neigungswinkel besser gekühlt wird. Das spricht für einen besseren Wärmeübergang mit größerer Strömungsgeschwindigkeit, da die mittlere Filmgeschwindigkeit mit dem Neigungswinkel zunimmt. Mit steigender Reynolds-Zahl für eine konstante Wärmestromdichte nimmt die Wandtemperatur um etwa 10 % ab. Der verbesserte Wärmeübergang durch die höhere Reynolds-Zahl fällt dabei geringer aus, als durch Gleichung (2.25) berechnet (ca. 15 %). An den hinteren Messstellen ist zu sehen, dass die Temperaturdifferenz einen flacheren Verlauf annimmt. Im Bereich des größten Abstands zum Filmleger nimmt die Standardabweichung der Temperaturmessungen zu. Hier liegt eine mehrdimensionale Strömung vor und mit drei Thermoelementen über der Breite kann keine repräsentative mittlere Wandtemperatur bestimmt werden, da vertikale Strähnen im Film die Ergebnisse beeinflussen.

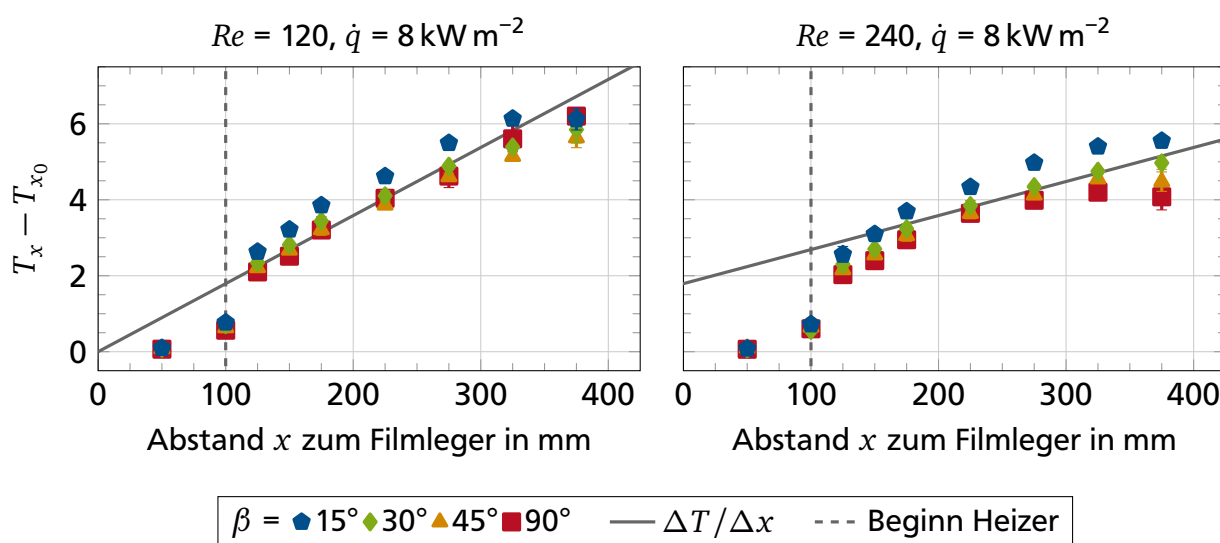


Abbildung 4.29: Wandtemperaturverlauf $T_x - T_{x_0}$ über dem Abstand x zum Filmleger für einen natürlichen Film ohne Wellenanregung und vier Neigungswinkel β mit $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ und $Re = 120$ (links) sowie 240 (rechts)

Für $Re = 240$ mit $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ ist der Temperaturverlauf entlang der Strömungsrichtung in Abbildung 4.30 dargestellt. Der qualitative Kurvenverlauf entspricht den Ergebnissen von $Re = 240$ mit $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ in Abbildung 4.29 (rechts). Direkt nach dem Beginn des Heizers ($x = 100$ mm) beginnt ein steiler Temperaturanstieg, der anschließend mit der Ausbildung der thermischen Grenzschicht abflacht. Je flacher die Fallwand geneigt ist, desto stärker heizt sich die Wand auf,

da die Wärmeübertragung an das Fluid geringer ist. Die Verdopplung der Wärmestromdichte führt nur zu einer um etwa 90 % höheren Temperaturdifferenz und somit zu einer besseren Wärmeübertragung.

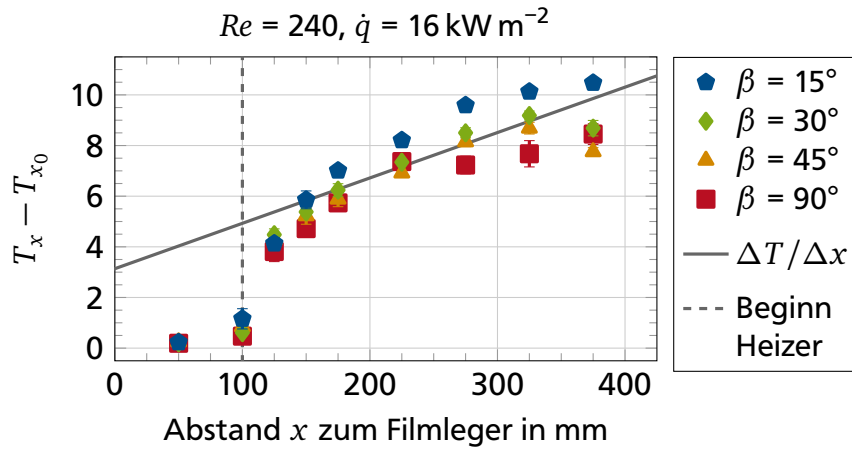


Abbildung 4.30: Wandtemperaturverlauf $T_x - T_{x_0}$ über dem Abstand x zum Filmleger für einen natürlichen Film ohne Wellenanregung und vier Neigungswinkel β mit $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ und $Re = 240$

4.2.2 Einfluss der Wellenanregung auf den Wärmetransport

Im folgenden Abschnitt werden die Ergebnisse zum Einfluss der Wellenanregung auf die Wandtemperaturverteilung dargestellt. Um die Messungen untereinander vergleichen zu können, wird eine dimensionslosen Temperatur

$$\vartheta = \left(\frac{T_{f,x} - T_{f,x_0}}{T_{f_0,x} - T_{f_0,x_0}} - 1 \right) 100 \% \quad (4.4)$$

eingeführt. Die Wandtemperaturen mit Wellenanregung T_f werden mit den Temperaturen ohne Wellenanregung T_{f_0} für sonst gleiche Randbedingungen verglichen. Dazu wird eine Temperaturdifferenz aus der Temperatur an einer bestimmten Messstelle mit einem Abstand x zum Filmleger T_x und der Einlasstemperatur T_{x_0} gebildet.

Durch die Ergebnisse zum Wandtemperaturverlauf (Abbildung 4.29 und Abbildung 4.30) konnte bereits gezeigt werden, dass die Daten der Wandtemperaturmessungen fast über die gesamte Länge der Fallwand verwendet werden können. Im letzten Drittel sind die lokalen Temperaturmessungen durch Strähnenbildung oder andere über die Breite der Fallwand ungleichmäßige Strukturen der Strömung nicht repräsentativ für eine mittlere Wandtemperatur, trotz Mittelung von drei Messstellen. Daher werden die Ergebnisse nicht über die komplette Länge der Fallwand dargestellt. In den folgenden Absätzen wird neben dem allgemeinen Einfluss der Wellenanregung

auf die Wärmeübertragung auch auf den Einfluss der Anregungsamplitude, des Neigungswinkels und der Wärmestromdichte eingegangen.

Allgemeiner Einfluss auf die Wärmeübertragung für unterschiedliche Reynolds-Zahlen

In Abbildung 4.31 ist der Einfluss der Wellenanregung auf die Wärmeübertragung als Änderung der Wandtemperatur im Bereich von $f_A = 1$ Hz bis 80 Hz mit $Re = 120$ (links) sowie 240 (rechts), $\beta = 30^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ dargestellt. Positive Werte der dimensionslosen Temperatur in % entsprechen einer wärmeren Wand, d. h. einem schlechten Wärmeübergang, im Vergleich zum natürlichen Film und negative Werte einer kühleren Wand, d. h. einem besseren Wärmeübergang. Allgemein nimmt mit zunehmender Lauflänge die Standardabweichung deutlich zu und auf eine Darstellung der Ergebnisse mit Lauflängen $x > 225$ mm wird verzichtet. Die Wellenanregung beeinflusst deutlich die Wärmeübertragung. Wie im Frequenzbereich von 3 Hz bis 10 Hz für $Re = 120$ (links) zu sehen ist, nimmt hier die Wandtemperatur leicht zu, während im restlichen Frequenzbereich die Wandtemperatur abnimmt. Im mittleren Frequenzbereich ist der Einfluss am größten und nimmt zu den Rändern des Spektrums hin ab. Insgesamt ist der Einfluss durch die Wellenanregung mit bis zu etwa 10 % jedoch nicht sehr groß. Für $Re = 240$ (rechts) zeigt sich ein stark verändertes Verhalten. Für einen Abstand zum Filmleger von $x = 125$ mm ist nur ein minimaler Einfluss auf die Wandtemperatur erkennbar. Dieser steigt jedoch mit zunehmender Lauflänge deutlich stärker an als mit der kleineren Reynolds-Zahl. Während dieser Einfluss im Frequenzbereich von 1 Hz bis etwa 20 Hz noch gering ist, nimmt er mit steigender Frequenz zu und zeigt eine deutliche Verbesserung der Wärmeübertragung um bis zu etwa 20 %.

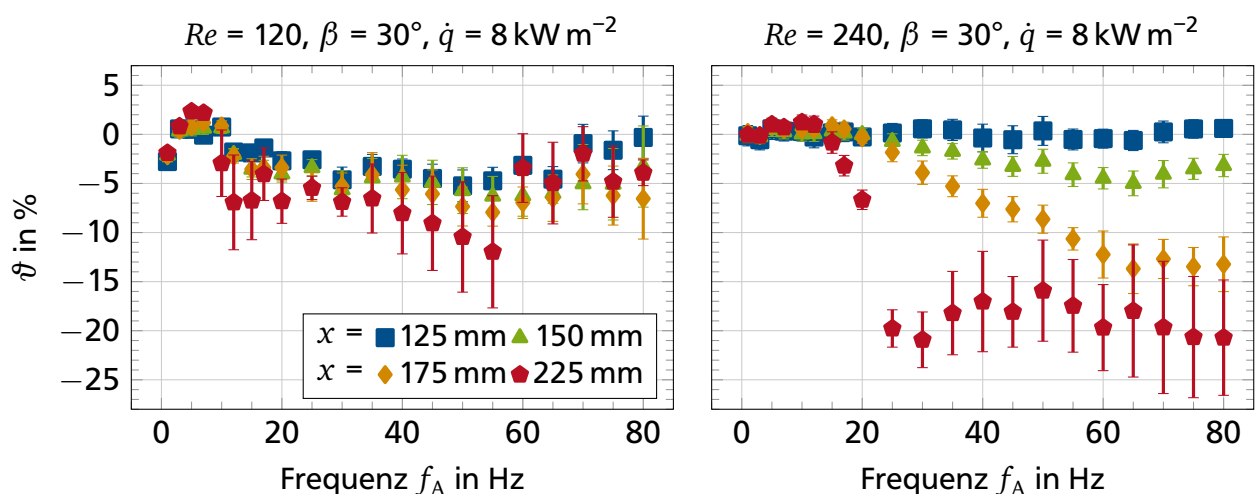


Abbildung 4.31: Dimensionslose Temperatur ϑ über der Anregungsfrequenz f_A an vier Abständen x zum Filmleger für $\beta = 30^\circ$, $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ und $Re = 120$ mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ (links) sowie $Re = 240$ mit $A_A = 30 \mu\text{m}$ (rechts)

Einfluss der Anregungsamplitude auf die Wärmeübertragung

Die Anregungsamplitude der Wellenanregung hat, wie für die Hydrodynamik auch, einen Einfluss auf die Wärmeübertragung und damit auf die gemessene Wandtemperatur. In Abbildung 4.32 sind die gemessenen dimensionslosen Wandtemperaturen für $Re = 120$ (links) sowie 240 (rechts), $\beta = 30^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ dargestellt. Im untersuchten Anregungsfrequenzbereich wurde die Anregungsamplitude A_A zwischen $20 \mu\text{m}$ und $30 \mu\text{m}$ variiert. Für beide Reynolds-Zahlen ist bis etwa $f_A = 20 \text{ Hz}$ kaum ein Einfluss der unterschiedlichen Amplituden erkennbar. Dieser tritt mit steigender Anregungsfrequenz erstmals auf und nimmt weiter zu. Im linken Graphen für $Re = 120$ ist die Wärmeübertragung im mittleren Frequenzbereich mit größerer Anregungsamplitude geringer. Im Vergleich dazu ist die Wärmeübertragung im rechten Graphen für $Re = 240$ mit höherer Anregungsamplitude besser.

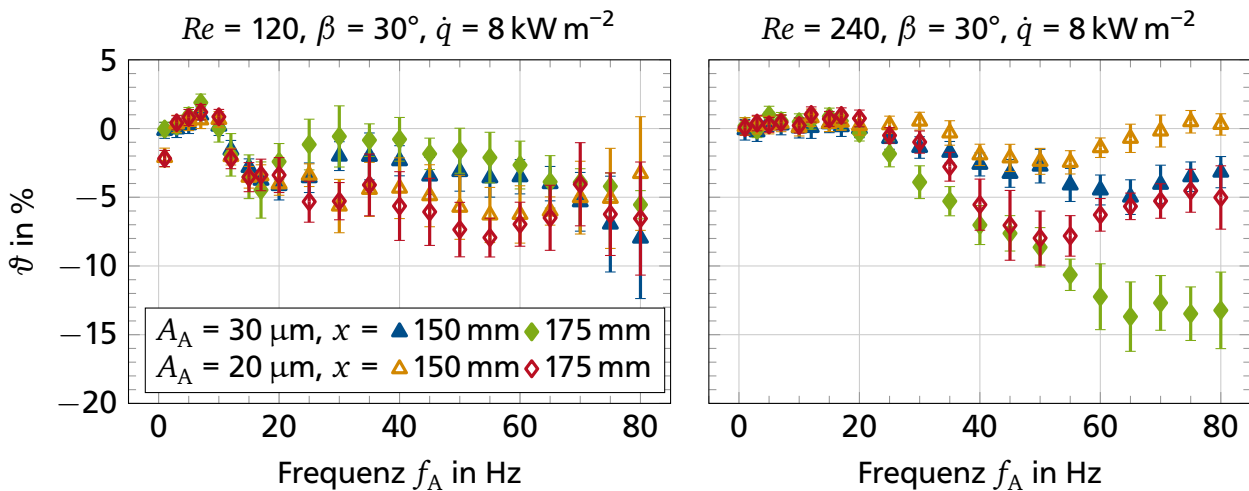


Abbildung 4.32: Einfluss der Anregungsamplitude A_A auf die dimensionslose Temperatur ϑ über der Anregungsfrequenz f_A an zwei Abständen x zum Filmleger für $\beta = 30^\circ$, $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ und $Re = 120$ (links) sowie 240 (rechts)

Einfluss des Neigungswinkels auf die Wärmeübertragung

Eine Variation des Neigungswinkels für sonst konstante Versuchsparameter beeinflusst den Verlauf der dimensionslosen Temperatur ϑ über der Anregungsfrequenz f_A . Für die Reynolds-Zahl $Re = 120$ und eine Wärmestromdichte von $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ sind die Ergebnisse für zwei Neigungswinkel $\beta = 15^\circ$ (links) und 90° (rechts) in Abbildung 4.33 dargestellt. Je kleiner der Neigungswinkel ist, desto weiter entfernt vom Filmleger wurden erste Einflüsse der Wellenanregung auf die Wärmeübertragung gemessen. Für $\beta = 15^\circ$ (links) beginnt der Einfluss im Bereich von $x = 225 \text{ mm}$ nach dem Filmleger und für 90° (rechts) hingegen schon bei $x = 125 \text{ mm}$. Zusätzlich ist der Einfluss im mittleren Bereich des Anregungsfrequenzspektrums maximal, während

an den Rändern des Spektrums fast kein Einfluss vorhanden ist. Mit steigendem Neigungswinkel nimmt allerdings der Einfluss auf die Wärmeübertragung im oberen Frequenzbereich zu.

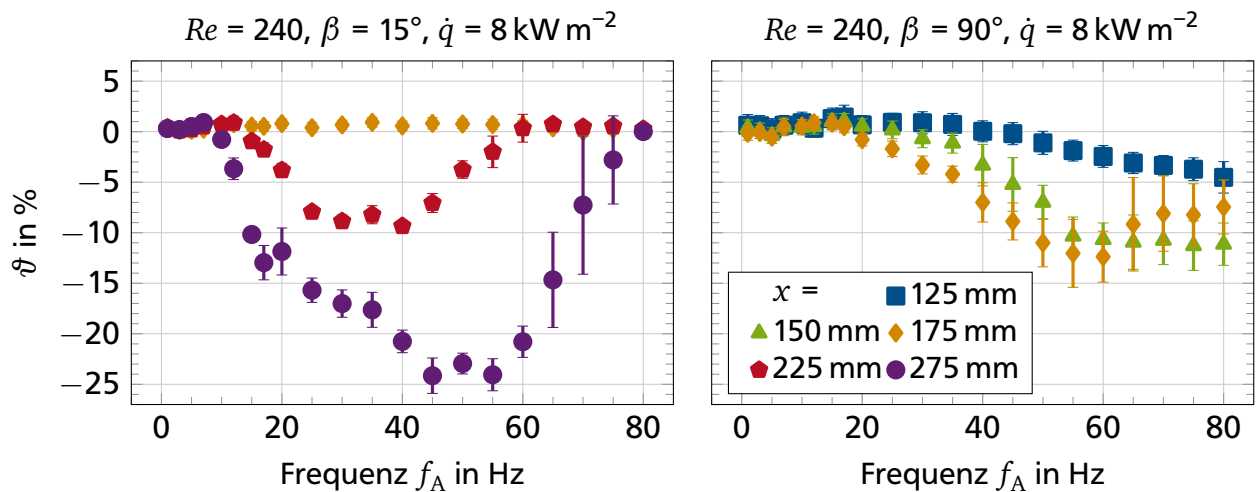


Abbildung 4.33: Einfluss des Neigungswinkels β auf die dimensionslose Temperatur ϑ über der Anregungsfrequenz f_A mit $A_A = 30 \mu\text{m}$ an fünf Abständen x zum Filmleger für $Re = 240$, $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ und $\beta = 15^\circ$ (links) sowie 90° (rechts)

Einfluss der Wärmestromdichte auf die Wärmeübertragung mit Wellenanregung

Der Einfluss der Wärmestromdichte auf die Wärmeübertragung wurde exemplarisch für die Reynolds-Zahl $Re = 240$ untersucht. In Abbildung 4.34 sind die Ergebnisse für die Wärmestromdichten $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ (links) und 16 kW m^{-2} (rechts) für einem Neigungswinkel von $\beta = 45^\circ$ gegenübergestellt. Der qualitative Verlauf für die drei dargestellten Abstände zum Filmleger ist ähnlich, jedoch ist der Einfluss durch die höhere Wärmestromdichte größer.

Zwischenfazit zur Wärmeübertragung

Die gezielte Wellenanregung hat einen Einfluss auf die Wärmeübertragung. Im untersuchten Parameterbereich war dieser Einfluss für eine Reynolds-Zahl von $Re = 240$ im Vergleich zu $Re = 120$ deutlich größer. Die Wärmeübertragung konnte um bis zu 20 % verbessert werden. Im niedrigeren Anregungsfrequenzbereich kam es auch zu geringfügig schlechterer Wärmeübertragung durch die Wellenanregung im Vergleich zum natürlichen Film.

Der Einfluss der Anregungsamplitude der Wellenanregung konnte aus technischen Gründen nicht im gesamten Parameterbereich untersucht werden. Im exemplarisch vorgestellten Parametersatz war ab einer Anregungsfrequenz von etwa $f_A = 20 \text{ Hz}$ ein Unterschied um bis zu 5 % erkennbar. Je

nach Parametersatz und Abstand zum Filmleger wurde die Wärmeübertragung mit Vergrößerung der Amplitude besser oder schlechter.

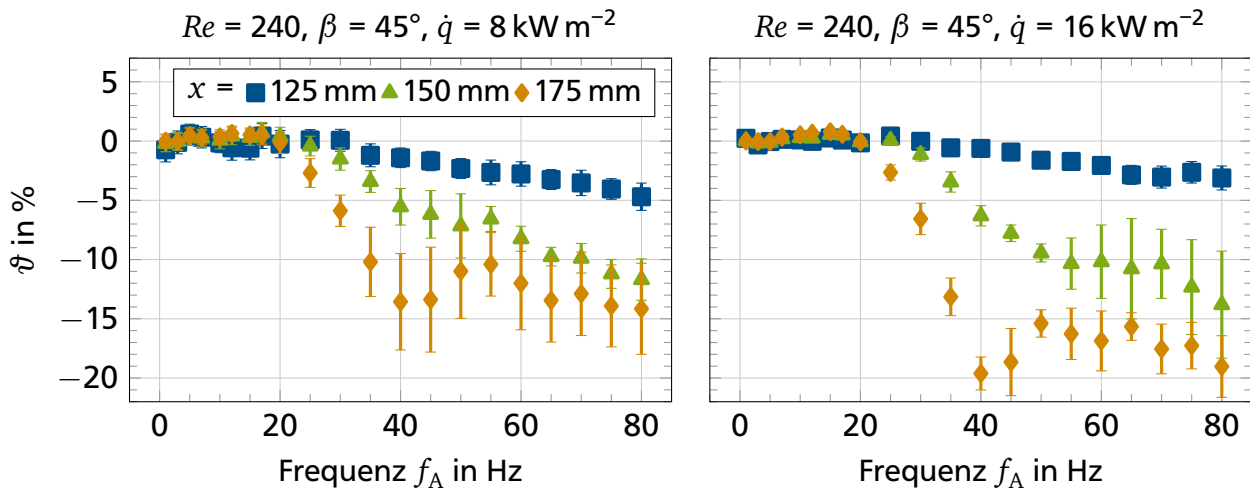


Abbildung 4.34: Einfluss der Wärmestromdichte \dot{q} auf die dimensionslose Temperatur ϑ über der Anregungsfrequenz f_A mit $A_A = 30 \mu\text{m}$ an drei Abständen x zum Filmleger für $Re = 240$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ (links) sowie $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ (rechts)

4.3 Verknüpfung von hydrodynamischen Charakteristika und Wärmetransport

Im bisher Vorgestellten wurden die Ergebnisse zu den hydrodynamischen Charakteristika sowie dem Wärmetransport einzeln gezeigt. Im Folgenden sollen diese beiden Themengebiete verknüpft werden. Allgemein konnte mit den Experimenten gezeigt werden, dass die definierte Wellenanregung zu einer Verbesserung der Wärmeübertragung führen kann. Diese ist, wie bei den Wellencharakteristika auch, abhängig von der Anregungsfrequenz.

In Abbildung 4.35 sind die Ergebnisse der Wärmeübertragung und die Wellenformen für $Re = 120$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ in vier Graphen dargestellt. Im Graphen oben links ist der frequenzabhängige Einfluss auf die Wärmeübertragung als dimensionslose Temperatur ϑ über der Anregungsfrequenz f_A an vier Abständen zum Filmleger dargestellt. Die Wärmeübertragung wird nur im mittleren Frequenzbereich von etwa $f_A = 7 \text{ Hz}$ bis 60 Hz beeinflusst und ist dort positiv. Die maximale Anregungsfrequenz f_A , die noch einen Einfluss auf die Wärmeübertragung hat, nimmt mit steigendem Abstand x zum Filmleger zu. Die Wellenformen als normierte Filmdicke h/\bar{h} über drei Perioden der Dauer $\tau_P = f_A^{-1}$ an den vier Abständen zum Filmleger für die drei Frequenzen 5 Hz , 40 Hz und 70 Hz sind in den anderen drei Graphen der Abbildung 4.35 dargestellt. Für $f_A = 5 \text{ Hz}$ entwickeln sich aus der anfänglich sinusförmigen Anregung steile Einzelwellen mit vorgelagerten Kapillarwellen und einem glatten Film. Im Bereich von $f_A = 40 \text{ Hz}$ haben sich sinusförmige Wellen ausgebildet, deren Minima sehr ausgeprägt sind. Mit weiter steigender

Frequenz ($f_A = 70 \text{ Hz}$) nehmen die ausgeprägten Minima und die Asymmetrie zwischen Maxima und Minima ab. Dies weist darauf hin, dass insbesondere die ausgeprägten Minima und die daraus resultierende Strömungsform einen positiven Einfluss auf die Wärmeübertragung haben.

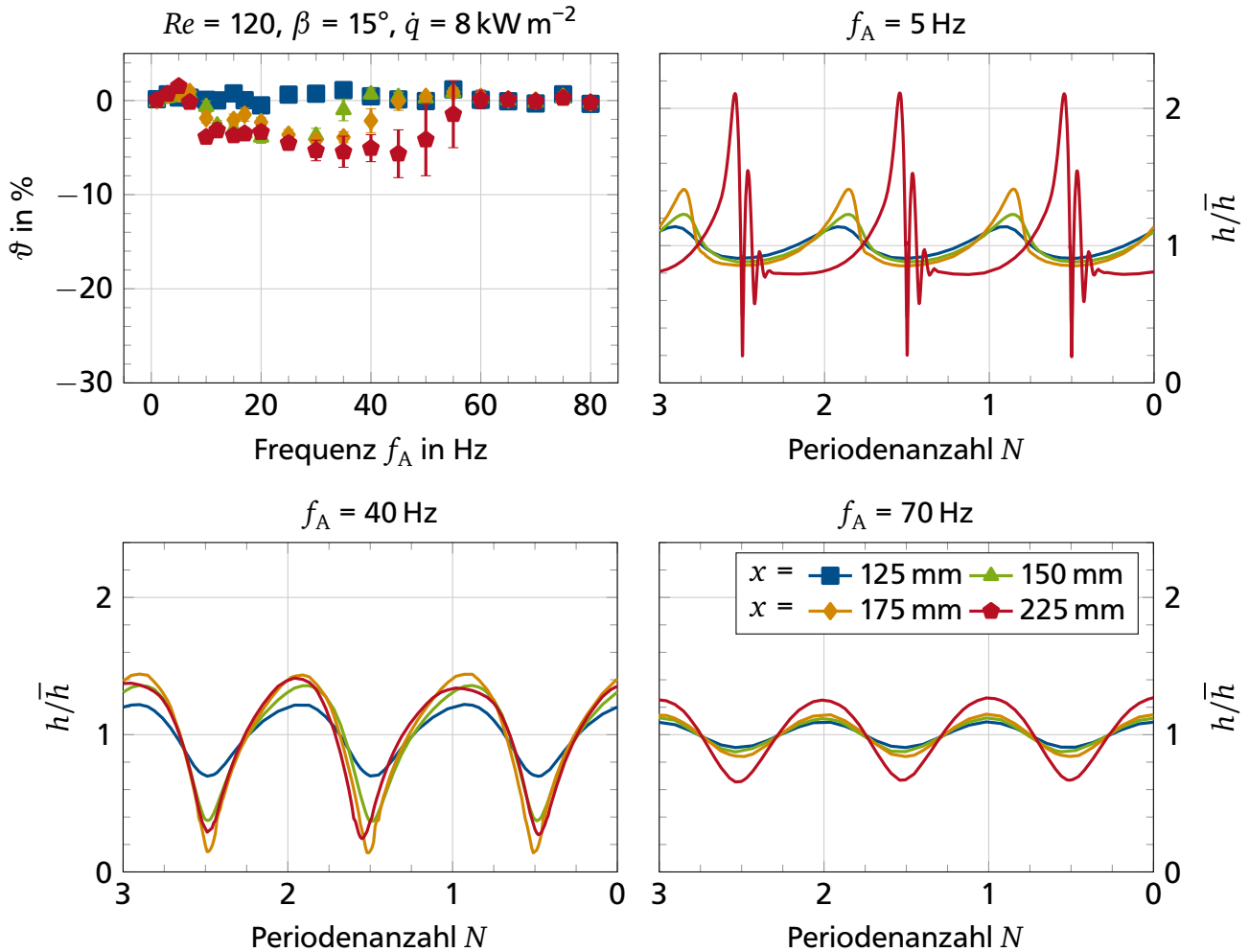


Abbildung 4.35: Vergleich der dimensionslosen Temperatur ϑ über der Anregungsfrequenz f_A mit der normierten Filmdicke h/\bar{h} über drei Perioden N an drei Abständen x für die drei Anregungsfrequenzen $f_A = 5 \text{ Hz}$, 40 Hz und 70 Hz mit $Re = 120$, $A_A = 20 \mu\text{m}$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$

Für $Re = 240$, $\beta = 30^\circ$ und $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ sind die Ergebnisse in Abbildung 4.36 dargestellt. Für diesen Parametersatz ist im unteren Frequenzbereich ebenfalls kein Einfluss der Wellen-anregung auf die Wärmeübertragung feststellbar. Auch hier zeigt sich in diesem Bereich die Entwicklung des Films zu steilen Einzelwellen mit Kapillarwellen und glattem Film ($f_A = 10 \text{ Hz}$). Mit steigender Anregungsfrequenz wird die Wärmeübertragung jedoch deutlich verbessert. In diesem Frequenzbereich gehen die Wellen in eine sinusförmige Kontur über, die ausgeprägte Minima besitzt. Für einen Abstand von $x = 125 \text{ mm}$ zum Filmleger ist der Einfluss der Minima auf die Wärmeübertragung noch gering. Dies wird auf die Entwicklung der thermischen Grenzschicht zurückgeführt. Die sinusförmigen Wellen zerfallen im Bereich von $x = 225 \text{ mm}$ in

mehrere Einzelwellen mit geringerer Amplitude ($f_A = 40 \text{ Hz}$ und 80 Hz). Trotzdem steigt die Verbesserung der Wärmeübertragung im Vergleich zum natürlichen Film weiter. Somit zeigt sich auch an diesem Parametersatz, dass die ausgeprägten Wellenminima und deren Strömungsform die Wärmeübertragung verbessern (vgl. Unterabschnitt 4.1.4 und Unterabschnitt 4.1.5). Dieser positive Einfluss hält weiter an, auch wenn die Wellen zerfallen sind.

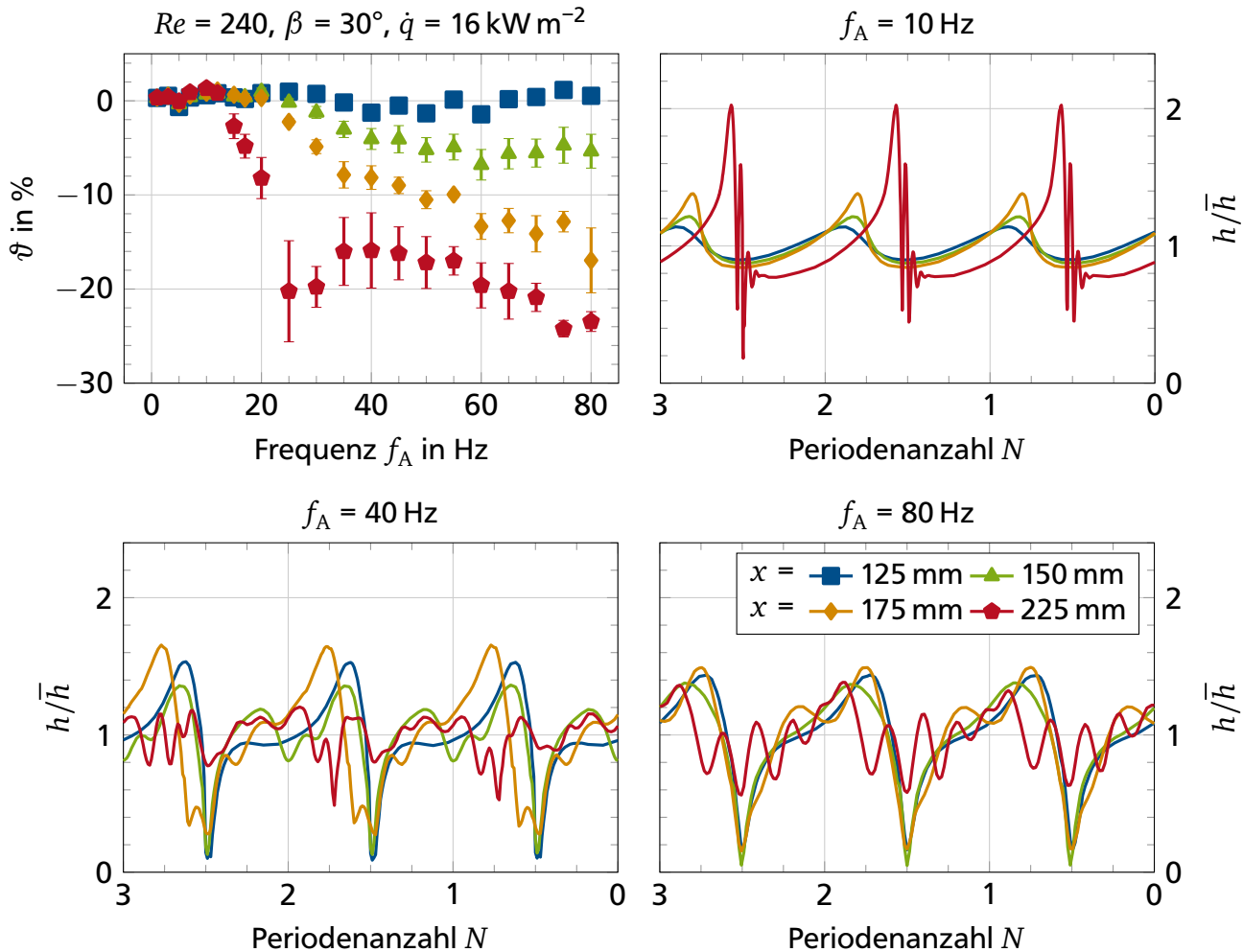


Abbildung 4.36: Vergleich der dimensionslosen Temperatur ϑ über der Anregungsfrequenz f_A mit der normierten Filmdicke h/\bar{h} über drei Perioden N an drei Abständen x für die drei Anregungsfrequenzen $f_A = 10 \text{ Hz}$, 40 Hz und 80 Hz mit $Re = 240$, $A_A = 30 \mu\text{m}$, $\beta = 30^\circ$ und $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$

Zwischenfazit zum Einfluss hydrodynamischer Charakteristika auf den Wärmetransport

Die Literatur liefert unterschiedliche Begründungen, welche Filmcharakteristika einen Einfluss auf den Wärmeübergang von der Wand auf den Film haben. Nach Kapitza und Kapitza^[1] hat das Vorhandensein von Wellen allgemein, also die Schwankung der Filmdicke, einen positiven Einfluss auf die Wärmeübertragung. Miyara^[2] macht die Wirbel in den Einzelwellen und

das Auftreten eines dünnen Films dafür verantwortlich. Dietze und Kneer^[4] zeigen, dass im Bereich der Aufspaltung der Einzelwellen und mit kleinen Kapillarwellen eine Verbesserung der Wärmeübertragung auftritt. Anhand der Ergebnisse der vorliegenden Arbeit kann gezeigt werden, dass es im Bereich sinusförmiger Wellen nur zu einer Verbesserung des Wärmeübergangs kommt, wenn diese ein ausgeprägtes Filmminimum haben. Dies deckt sich mit den numerischen Ergebnissen von Yu *et al.*^[3] Ein Optimum der Wärmeübertragung für $Re = 69$ lag dort für $f_A = 54 \text{ Hz}$ vor und die Wellen waren sinusförmig. Diese Wellenform deckt sich mit den hier gezeigten experimentellen Ergebnissen. Die Untersuchungen wurden allerdings mit $Re = 120$ und 240 durchgeführt. Mit steigendem Neigungswinkel befand sich ein lokales Optimum der Wärmeübertragung am Rand des untersuchten Anregungsfrequenzbereichs von $f_A = 1 \text{ Hz}$ bis 80 Hz . Die optimale Anregungsfrequenz hängt demnach von mehreren Parametern ab.



Zusammenfassung, Fazit und Ausblick

Durch die vorliegende Arbeit soll das Verständnis angeregter Fallfilme hinsichtlich ihrer Strömungscharakteristika und Wärmeübertragung verbessert werden. In vielen technischen Anwendungen werden Flüssigkeitsfilme eingesetzt und die dahinter stehenden Prozesse können mit dem Wissen über die Fluidströmung optimiert werden.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Versuchsstand entwickelt, mit dem die Strömungscharakteristika und die Wärmeübertragung eines Fallfilms messtechnisch erfasst werden können. Mit diesem Versuchsaufbau kann ein definiert periodisch angeregter Fallfilm erzeugt werden. Die Fallwand wird über einen elektrischen Widerstandsheizkörper beheizt. Mittels chromatisch-konfokaler Schichtdickenmesstechnik kann der Film örtlich und zeitlich hochauflösend vermessen werden. Durch eine fotografische Erfassung der Filmoberfläche wird die Wellenlänge und -geschwindigkeit ermittelt. Der Einfluss des angeregten Fallfilms auf die Wärmeübertragung wird mit Messungen der Wandtemperatur bewertet.

Zusammenfassung und Fazit der Ergebnisse

Die vorgestellten experimentellen Ergebnisse und deren Analysen haben gezeigt, dass sich durch gezielte Wellenanregung die hydrodynamischen Charakteristika des Flüssigkeitsfilms beeinflussen lassen und sich damit auch die Wärmeübertragung verbessert. Dies konnte in unterschiedlichem Maß für die systematisch variierten Versuchsparameter Reynolds-Zahl, Wärmestromdichte, Neigungswinkel sowie Anregungsfrequenz und -amplitude gezeigt werden.

Zunächst wurden die **Wellenformen** mittels örtlich und zeitlich hoch aufgelöster Filmdickenmessungen analysiert. Bereits der natürliche Fallfilm bildete durch Instabilitäten nach einem gewissen Abstand zum Filmleger Wellen aus. Dieser Abstand wurde kürzer, desto dünner der Film war. Dies passt zu den Beobachtungen aus der Literatur.^[21] Die Wellen hatten jedoch keinen geordneten Charakter und es ließ sich kein wiederkehrendes Muster erkennen. Für einen angeregten Film hingegen waren die Wellenformen abhängig von der Anregungsfrequenz. Zusätzlich beeinflusste der Neigungswinkel die Entwicklung der Wellenformen. Nach einem bestimmten Abstand zum Filmleger zerfielen die Einzelwellen. Yu *et al.*^[3] haben bereits eine Abhängigkeit der Wellenform von der Anregungsfrequenz und dem Neigungswinkel gezeigt. Obwohl die numerischen Untersuchungen für kleinere Reynolds-Zahlen durchgeführt wurden, sind die Wellenformen qualitativ vergleichbar.

Als nächstes hydrodynamisches Charakteristikum wurde die **Wellenfrequenz** untersucht. Dies wurde mittels einer Frequenzanalyse (FFT) des zeitlich hoch aufgelösten Filmdickensignals durchgeführt, das an äquidistanten Messstellen entlang der Strömungsrichtung aufgenommen wurde. Für den natürlichen Film konnten keine einzelne Frequenz und auch nicht mehrere dominant auftretenden Frequenzen detektiert werden, die wiederkehrend auftreten. Hingegen konnte für den angeregten Film gezeigt werden, dass sich die Wellenfrequenz des Films, mit der er angeregt wurde, über einen weiten Bereich in Strömungsrichtung nicht verändert. In der Frequenzanalyse konnte außer der Anregungsfrequenz mit ihren jeweiligen Oberschwingungen, die mit größer werdendem Abstand zum Filmleger zunehmen, keine weiteren dominanten Frequenzen detektiert werden. Bereits durch die Frequenzanalyse wurde ersichtlich, dass die Wellen ab einer gewissen Lauflänge und abhängig von den Versuchsparametern in viele Einzelwellen zerfallen.

Um den Fallfilm weiter zu charakterisieren, wurde die gemessene **mittlere Filmdicke** mit der analytischen Filmdicke nach Nußelt^[5] für laminare Filme verglichen. Sowohl nach der Definition von Ishigai *et al.*^[15] als auch nach Al-Sibai^[17] lagen die Versuchsparameter der Experimente dieser Arbeit weit außerhalb des Reynolds-Zahlbereichs für eine rein laminare Strömung. Die gemessene Filmdicke war jedoch stets größer als die Filmdicke nach Nußelt.^[5] Dies widerspricht den Beobachtungen von Kapitza und Kapitza,^[1] die für laminar-wellige Filme eine um 7 % kleinere Filmdicke vorhersagen (Gleichung (2.12)). Die Ergebnisse verdeutlichen zudem, dass Abweichungen der gemessenen mittleren Filmdicke von der vorhergesagten Filmdicke auch von der Neigung der Fallwand und der Reynolds-Zahl abhängen. Je flacher die Fallwand geneigt war und je größer die Reynolds-Zahl war, desto größer war die Abweichung. Die Wärmestromdichte, die zu einer Erhöhung der Fluidtemperatur führt, hatte im untersuchten Bereich nur einen sehr geringen Einfluss auf die Hydrodynamik und führte zu einem etwas dünneren Film. Dies liegt an den temperaturabhängigen Stoffeigenschaften wie der sinkenden Viskosität für steigende

Temperaturen. Ein Einfluss der Wellenanregung auf die mittlere Filmdicke wurde nicht festgestellt, jedoch verhält sich die Standardabweichung für verschiedene Frequenzen an einem definierten Abstand zum Filmleger unterschiedlich. Dies ist ein Indiz dafür, dass sich die Wellen abhängig von ihrer Anregungsfrequenz entwickeln, was bereits für die Untersuchungen zu den Wellenformen festgestellt wurde.

Im nächsten Schritt wurden die **Wellenmaxima und -minima** einer Periode der jeweiligen Anregungsfrequenz untersucht. Die Anregungsamplitude hat einen deutlichen Einfluss auf die Entwicklung der Wellen. Sie sollte daher bekannt sein und für einen Parametersatz konstant gehalten werden. Die größten Wellenmaxima lagen unabhängig vom Neigungswinkel im Anregungsfrequenzbereich von $f_A = 5 \text{ Hz}$ bis 20 Hz , mit einigen wenigen Ausnahmen auch bei höheren Frequenzen. Im Vergleich dazu befanden sich Wellenminima mit der niedrigsten Filmdicke bei kleinen Neigungswinkeln im mittleren Frequenzbereich. Mit steigendem Neigungswinkel breiteten sich diese Minima in höhere Frequenzbereiche aus. Die Unterschiede zwischen Wellenmaxima und -minima verdeutlichen, dass die Wellen nicht symmetrisch sind. Zudem konnte gezeigt werden, dass sich die beschriebenen Charakteristika der Maxima und Minima mit flacher werdendem Neigungswinkel mit größeren Abständen zum Filmleger ausbildeten. Daraus lässt sich ableiten, dass die hydrodynamische Entwicklung im untersuchten Bereich noch nicht vollständig abgeschlossen ist.

Die Darstellung der **Filmdickenverteilung** wurde genutzt, um die frequenzabhängige Entwicklung der Wellen zu untersuchen. Aufgrund der sinusförmigen externen Anregung liegt im Bereich niedriger Abstände zum Filmleger stets eine bimodale Verteilung der Filmdicke vor. Mit zunehmender Lauflänge hat sich diese Verteilung in Abhängigkeit der Versuchsparameter jedoch verändert. Einen deutlichen Einfluss hatte dabei der Neigungswinkel. Je größer dieser war umso wahrscheinlicher war es, dass für große Abstände zum Filmleger eine Normalverteilung vorlag. Da diese Beobachtung jedoch auch abhängig von der Anregungsfrequenz war, konnte keine allgemein gültige Voraussage für die Entwicklung der Filmdickenverteilung über den Messbereich formuliert werden.

Mit der Analyse der fotografischen Aufnahmen konnten die **Wellenlängen** ab einer Anregungsfrequenz von $f_A = 20 \text{ Hz}$ bestimmt werden. Für niedrigere Frequenzen war die Wellenlänge zu lang, um sie zuverlässig detektieren zu können. Die Wellenlängen waren ebenfalls frequenzabhängig und nahmen hyperbelförmig mit steigender Frequenz ab. Die **Wellengeschwindigkeit** war abhängig von der Frequenz und lag oberhalb der Vorhersage für die Filmoberflächengeschwindigkeit nach Nußelt.^[5]

Die beschriebenen hydrodynamischen Charakteristika wurden mit **Korrelationen** und Daten aus der Literatur^[3,23,25] verglichen. Diese Korrelationen haben einen anderen Gültigkeitsbereich als die experimentellen Daten dieser Arbeit und wurden daher extrapoliert. Bereits Yu *et al.*^[3] haben mit ihren numerischen Untersuchungen gezeigt, dass sich eine Extrapolation der Korrelationen nicht mit ihren Ergebnissen deckt. Die Experimente dieser Arbeit bestätigen diese numerischen Berechnungen. Durch eine lineare Regression konnten die Korrelationsparameter anhand der Messdaten angepasst und eine bessere Übereinstimmung erzielt werden.

Zusätzlich zu den hydrodynamischen Charakteristika wurde der **Wärmetransport** zwischen der Wand und dem Fallfilm analysiert. Dies wurde mithilfe von Wandtemperaturmessungen durchgeführt. Durch die Wellenanregung wurde die Wärmeübertragung deutlich beeinflusst. Die erwartete Verbesserung des Wärmeübergangs durch die Wellenanregung konnte jedoch nicht für jeden Frequenzbereich gezeigt werden. Besonders im niederfrequenten Parameterbereich bis etwa 15 Hz wurde im Vergleich zur natürlichen Filmströmung sogar eine leichte Erhöhung der Wandtemperatur und damit ein schlechterer Wärmeübergang gemessen. Für Anregungsfrequenzen ab etwa 15 Hz wurde hingegen ein deutlich verbesserter Wärmetransport von bis zu 20 % gemessen. Eine eindeutige Anregungsfrequenz, die für alle Parameter die Wärmeübertragung verbessert, konnte nicht gefunden werden. Für jede Parameterkombination ist eine individuelle Anpassung der Anregungsfrequenz für eine optimale Wärmeübertragung erforderlich.

Beim **Vergleich** der Ergebnisse zu den **hydrodynamischen Charakteristika** mit denen zum **Wärmetransport** wurde deutlich, dass sinusförmige Wellen mit einem ausgeprägten Filmminimum im untersuchten Parameterbereich den größten Einfluss auf die Wärmeübertragung haben. Für kleine Neigungswinkel konnte ein lokales Optimum der Wärmeübertragung im mittleren Anregungsfrequenzbereich detektiert werden. Mit steigendem Neigungswinkel und steigender Reynolds-Zahl nimmt auch die optimale Anregungsfrequenz zu. Yu *et al.*^[3] haben für den gleichen Wellentyp numerisch eine Verbesserung des Wärmeübergangs für einen anderen Parameterbereich berechnet. In weiteren Arbeiten^[2,4] werden andere Ursachen, wie große Einzelwellen mit vorgelagerten Kapillarwellen, für die Verbesserung des Wärmetransports diskutiert. Dies konnte im Rahmen dieser Arbeit nicht bestätigt werden.

Zusammenfassend haben die verschiedenen Analysen der Messdaten gezeigt, dass die unterschiedlichen Parameter einen Einfluss auf die hydrodynamischen Charakteristika der Filmströmung haben und dies wiederum den Wärmetransport deutlich verbessern kann. Die Anregungsamplitude hatte einen deutlichen Einfluss auf die Entwicklung des Films und sollte für zukünftige Untersuchungen bekannt sein. Für beide Themenbereiche zeigte sich zudem, dass eine Voraussage der Filmeigenschaften bei einer Änderung der Parameter schwierig ist.

Ausblick

Für ein besseres Verständnis zum Einfluss der Wellenanregung auf die Wärmeübertragung sind weitere Untersuchungen in einem größeren Parameterbereich und mit weiteren Fluiden notwendig, um daraus allgemein gültige Korrelationen ableiten zu können. Die Untersuchungen sollten zudem auf die Strömungsgeschwindigkeiten innerhalb des Films ausgeweitet werden, sodass die Filmströmung, die den Wärmetransport verbessert, detaillierter beschrieben werden kann. Um die Wärmeübertragung auch im mehrdimensionalen Strömungsbereich analysieren zu können, wird ein Messaufbau benötigt, der flächige Messungen der Wandtemperatur zeitlich und örtlich hoch aufgelöst ermöglicht.



Literaturverzeichnis

- [1] Kapitza, P. L. und Kapitza, S. P., “Wave Flow of Thin Layers of a Viscous Fluid”, Original in russisch von 1948, in *Collected Papers of P. L. Kapitza*, ter Haar, D., Hrsg., Elsevier, 1965, S. 662–709, ISBN: 9780080109732. DOI: 10.1016/B978-0-08-010973-2.50013-6.
- [2] Miyara, A., “Numerical analysis on flow dynamics and heat transfer of falling liquid films with interfacial waves”, *Heat and Mass Transfer*, Jg. 35, S. 298–306, 4 1999, ISSN: 0947-7411. DOI: 10.1007/s002310050328.
- [3] Yu, H., Gambaryan-Roisman, T. und Stephan, P., “Numerical Simulations of Hydrodynamics and Heat Transfer in Wavy Falling Liquid Films on Vertical and Inclined Walls”, *Journal of Heat Transfer*, Jg. 135, S. 101 010, 10 2013. DOI: 10.1115/1.4024550.
- [4] Dietze, G. F. und Kneer, R., “Flow Separation in Falling Liquid Films”, *Frontiers in Heat and Mass Transfer*, Jg. 2, 3 2011, ISSN: 2151-8629. DOI: 10.5098/hmt.v2.3.3001.
- [5] Nußelt, W., “Die Oberflächenkondensation des Wasserdampfes”, *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure*, Jg. 60, S. 541–546, 569–575, 27, 28 1916.
- [6] Alekseenko, S. V., Nakoryakov, V. E., Pokusaev, B. G. und Fukano, T., *Wave Flow of Liquid Films*. New York: Begell House, 1994, ISBN: 1567000215.
- [7] Benjamin, T. B., “Wave formation in laminar flow down an inclined plane”, *Journal of Fluid Mechanics*, Jg. 2, S. 554–574, 06 1957, ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/S0022112057000373.
- [8] Benjamin, T. B., “The development of three-dimensional disturbances in an unstable film of liquid flowing down an inclined plane”, *Journal of Fluid Mechanics*, Jg. 10, S. 401–419, 03 1961, ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/S0022112061001001.
- [9] Yih, C.-S., “Stability of Liquid Flow down an Inclined Plane”, *Physics of Fluids*, Jg. 6, S. 321, 3 1963. DOI: 10.1063/1.1706737.
- [10] Dietze, G. F., Rohlf, W., Nährich, K., Kneer, R. und Scheid, B., “Three-dimensional flow structures in laminar falling liquid films”, *Journal of Fluid Mechanics*, Jg. 743, S. 75–123, 2014, ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/jfm.2013.679.
- [11] Demekhin, E. A., Kalaidin, E. N., Kalliadasis, S. und Vlaskin, S. Y., “Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. I. Scenarios of two-dimensional–three-dimensional transition”, *Physics of Fluids*, Jg. 19, S. 114 103, 11 2007, ISSN: 00319171. DOI: 10.1063/1.2793148.
- [12] Demekhin, E. A., Kalaidin, E. N., Kalliadasis, S. und Vlaskin, S. Y., “Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. II. A solitons”, *Physics of Fluids*, Jg. 19, S. 114 104, 11 2007, ISSN: 00319171. DOI: 10.1063/1.2793149.
- [13] Demekhin, E. A., Kalaidin, E. N. und Selin, A. S., “Three-dimensional localized coherent structures of surface turbulence. III. Experiment and model validation”, *Physics of Fluids*, Jg. 22, S. 092 103, 9 2010, ISSN: 00319171. DOI: 10.1063/1.3478839.

-
- [14] Brauer, H., "Strömung und Wärmeübergang bei Rieselfilmen", *VDI-Forschungsheft*, Jg. 22, 457 1956.
- [15] Ishigai, S., Nakanisi, S., Koizumi, T. und Oyabu, Z., "Hydrodynamics and Heat Transfer of Vertical Falling Liquid Films, Part 1, Classification of Flow Regimes", *Bulletin of JSME*, Jg. 15, S. 594–602, 83 1972, ISSN: 1881-1426. DOI: 10.1299/jsme1958.15.594.
- [16] Wagner, W., Kretzschmar, H.-J. und Span, R., "D2 Stoffwerte von bedeutenden reinen Fluiden", in *VDI-Wärmeatlas*, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen, Hrsg., Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013, S. 175–356, ISBN: 978-3-642-19980-6. DOI: 10.1007/978-3-642-19981-3_12.
- [17] Al-Sibai, F., "Experimentelle Untersuchung der Strömungscharakteristik und des Wärmeübergangs bei welligen Rieselfilmen", Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 2004, Online-Ressource.
- [18] Fulford, G. D., "The Flow of Liquids in Thin Films", *Advances in Chemical Engineering*, Jg. 5, S. 151–236, 1964. DOI: 10.1016/S0065-2377(08)60008-3.
- [19] Brauer, H., "Grundlagen der Einphasen- und Mehrphasenströmungen", in *Grundlagen der Chemischen Technik, Verfahrenstechnik der chemischen und verwandten Industrien*, Mohler, H., Fuchs, O., Kraussold, H. und Dialer, K., Hrsg., Aarau und Frankfurt am Main: Verlag Sauerländer, 1971.
- [20] Goodridge, F. und Gartside, G., "Mass transfer into near-horizontal liquid films. Part 1 Hydrodynamic studies", *Transactions of the Institution of Chemical Engineers*, Jg. 43, S. 62–67, 2 1965.
- [21] Brauner, N. und Moalem Maron, D., "Characteristics of inclined thin films, waviness and the associated mass transfer", *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Jg. 25, S. 99–110, 1 1982, ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/0017-9310(82)90238-1.
- [22] Kockmann, N., *Belagbildung bei Suspensionsströmung im vertikalen Fallfilm*, Ser. Fortschritt-Berichte VDI-Zeitschrift, Reihe 03: Verfahrenstechnik. Düsseldorf: VDI-Verlag, 1997, Bd. 477, 113 S., ISBN: 3-18-347703-3.
- [23] Nakoryakov, V. E., Pokusaev, B. G. und Alekseenko, S. V., "Stationary two-dimensional rolling waves on a vertical film of fluid", *Journal of Engineering Physics*, Jg. 30, S. 517–521, 5 1976, ISSN: 0022-0841. DOI: 10.1007/BF00863656.
- [24] Buckingham, E., "On Physically Similar Systems; Illustrations of the Use of Dimensional Equations", *Physical Review*, Jg. 4, S. 345–376, 4 1914. DOI: 10.1103/PhysRev.4.345.
- [25] Nosoko, T., Yoshimura, P. N., Nagata, T. und Oyakawa, K., "Characteristics of Two-Dimensional Waves on a Falling Liquid Film", *Chemical Engineering Science*, Jg. 51, S. 725–732, 5 1996, ISSN: 00092509. DOI: 10.1016/0009-2509(95)00292-8.
- [26] Schnabel, G., "M3 Wärmeübergang an senkrechten Rieselfilmen", in *VDI-Wärmeatlas*, VDI-Gesellschaft Verfahrenstechnik und Chemieingenieurwesen, Hrsg., Berlin, Heidelberg: Springer Berlin Heidelberg, 2013, S. 1475–1482, ISBN: 978-3-642-19980-6. DOI: 10.1007/978-3-642-19981-3_98.
- [27] Schnabel, G. und Schlünder, E.-U., "Wärmeübergang von senkrechten Wänden an nichtsiedende und siedende Rieselfilme", *Verfahrenstechnik*, Jg. 14, S. 79–83, 1980.

-
- [28] Schnabel, G., "Bestimmung des örtlichen Wärmeüberganges bei der Fallfilmverdampfung und Kondensation an gewellten Oberflächen zur Auslegung von Hochleistungsverdampfern", Dissertation, Universität Fridericiana Karlsruhe, 1980.
- [29] Gröber, H., Erk, S. und Grigull, U., *Die Grundgesetze der Wärmeübertragung*, 3. Auflage und erweiterter Neudruck. Berlin, Göttingen und Heidelberg: Springer-Verlag, 1963, VIII, 436 S. ; Grigull, Ulrich, (Bearb.), ISBN: 3540029826.
- [30] Feind, K., "Strömungsuntersuchungen bei Gegenstrom von Rieselfilmen und Gas in lotrechten Rohren", *VDI-Forschungsheft*, Jg. 26, 481 1960.
- [31] Wilke, W., "Wärmeübergang an Rieselfilme", *VDI-Forschungsheft*, Jg. 28, 490 1962.
- [32] Aktershev, S. P., Bartashevich, M. V. und Chinnov, E. A., "Semianalytic method for heat transfer calculation in the liquid film under conditions of a constant heat flux on the wall", *High Temperature*, Jg. 55, S. 107–113, 1 2017, ISSN: 0018-151X. DOI: 10.1134/S0018151X17010011.
- [33] Nakoryakov, V. Y. und Grigor'yeva, N. I., "Combined Heat and Mass Transfer in Film Absorption", *Heat Transfer. Soviet research*, Jg. 12, S. 111–117, 3 1980.
- [34] Nakoryakov, V. E. und Grigor'yeva, N. I., "Calculation of Heat and Mass Transfer in Nonisothermal Absorption on the Initial Portion of Downflowing Films", *Theoretical Foundations*, Jg. 14, S. 305–309, 1980.
- [35] Lel, V. V., Al-Sibai, F. und Kneer, R., "Thermal Entry Length and Heat Transfer Phenomena in Laminar Wavy Falling Films", *Microgravity Science and Technology*, Jg. 21, S. 215–220, S1 2009, ISSN: 0938-0108. DOI: 10.1007/s12217-009-9141-9.
- [36] Mitrović, J., "Der Wärmeaustausch am Berieselungskühler", *BWK (Brennstoff, Wärme, Kraft)*, Jg. 40, S. 243–249, 6 1988.
- [37] Kabov, O. A., Marchuk, I. V. und Chupin, V. M., "Thermal imaging study of the liquid film flowing on vertical surface with local heat source", *Russian Journal of Engineering Thermophysics*, Jg. 6, S. 105–138, 2 1996.
- [38] Lel, V. V., Dietze, G. F., Stadler, H., Al-Sibai, F. und Kneer, R., "Investigation of the thermal entry length in laminar wavy falling films", *Microgravity Science and Technology*, Jg. 19, S. 66–68, 3-4 2007, ISSN: 0938-0108. DOI: 10.1007/BF02915754.
- [39] Bergies, E. A., "The Imperative to Enhance Heat Transfer", in *Heat Transfer Enhancement of Heat Exchangers*, Kakaç, S., Bergles, A. E., Mayinger, F. und Yüncü, H., Hrsg., Dordrecht: Springer Netherlands, 1999, S. 13–29, ISBN: 978-90-481-5190-5. DOI: 10.1007/978-94-015-9159-1_2.
- [40] Budakli, M., "Hydrodynamics and Heat Transfer in Gas-Driven Liquid Film Flows", Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2015.
- [41] Helbig, K., "Messung zur Hydrodynamik und zum Wärmetransport bei der Filmverdampfung", Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2007.
- [42] Gambaryan-Roisman, T., Yu, H., Löffler, K. und Stephan, P., "Long-Wave and Integral Boundary Layer Analysis of Falling Film Flow on Walls With Three-Dimensional Periodic Structures", in *ASME 2009 7th International Conference on Nanochannels, Microchannels and Minichannels*, (Pohang, South Korea), ASME, 2009, S. 1015–1022, ISBN: 978-0-7918-4349-9. DOI: 10.1115/ICNMM2009-82115.

-
- [43] Löffler, K., Yu, H., Gambaryan-Roisman, T. und Stephan, P., “Flow Patterns and Heat Transfer in Thin Liquid Films on Walls With Straight, Meandering and Zigzag Mini-Grooves”, in *ASME 2008 6th International Conference on Nanochannels, Microchannels, and Minichannels*, (Darmstadt, Germany), ASME, 2008, S. 847–855, ISBN: 0-7918-4834-5. DOI: 10.1115/ICNMM2008-62318.
- [44] Rohlf, W., Dietze, G. F., Haustein, H. D., Tselodub, O. Y. und Kneer, R., “Experimental investigation into three-dimensional wavy liquid films under the influence of electrostatic forces”, *Experiments in Fluids*, Jg. 53, S. 1045–1056, 4 2012, ISSN: 0723-4864. DOI: 10.1007/s00348-012-1342-0.
- [45] Rohlf, W., Dietze, G. F., Haustein, H. D. und Kneer, R., “Experimental investigation of 3-dimensional wavy liquid films under the coupled influence of thermo-capillary and electrostatic forces”, *The European Physical Journal Special Topics*, Jg. 219, S. 111–119, 1 2013, ISSN: 1951-6355. DOI: 10.1140/epjst/e2013-01786-2.
- [46] Park, C. D. und Nosoko, T., “Three-dimensional wave dynamics on a falling film and associated mass transfer”, *AIChE Journal*, Jg. 49, S. 2715–2727, 11 2003, ISSN: 0001-1541. DOI: 10.1002/aic.690491105.
- [47] Chinnov, E. A. und Abdurakipov, S. S., “Influence of artificial disturbances on characteristics of the heated liquid film”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Jg. 113, S. 129–140, 2017, ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2017.05.064.
- [48] Markides, C. N., Mathie, R. und Charogiannis, A., “An experimental study of spatiotemporally resolved heat transfer in thin liquid-film flows falling over an inclined heated foil”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Jg. 93, S. 872–888, 2016, ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2015.10.062.
- [49] Dietze, G. F., Leefken, A. und Kneer, R., “Investigation of the backflow phenomenon in falling liquid films”, *Journal of Fluid Mechanics*, Jg. 595, S. 273, 2008, ISSN: 0022-1120. DOI: 10.1017/S0022112007009378.
- [50] Hopf, L., “Turbulenz bei einem Flusse”, *Annalen der Physik*, Jg. 337, S. 777–808, 9 1910, ISSN: 00033804. DOI: 10.1002/andp.19103370905.
- [51] Nußelt, W., “Der Wärmeaustausch am Berieselungskühler”, *Zeitschrift des Vereines Deutscher Ingenieure*, Jg. 67, S. 206–210, 9 1923.
- [52] Claassen, H., “Versuche zur Bestimmung der Dicke der fließenden und anhaftenden Flüssigkeitsschichten bei der Rieselung an senkrechten Verdampferrohren”, *Centralblatt für die Zuckerindustrie*, Jg. 26, S. 497–499, 41 1918.
- [53] Alekseenko, S. V., Nakoryakov, V. E. und Pokusaev, B. G., “Wave formation on vertical falling liquid films”, *International Journal of Multiphase Flow*, Jg. 11, S. 607–627, 5 1985, ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/0301-9322(85)90082-5.
- [54] Alekseenko, S. V., Nakoryakov, V. Y. und Pokusaev, B. G., “Wave Formation on a Vertical Falling Liquid Film”, *AIChE Journal*, Jg. 31, S. 1446–1460, 9 1985, ISSN: 0001-1541. DOI: 10.1002/aic.690310907.
- [55] Dukler, A. E. und Berglin, O. P., “Characteristics of flow in falling liquid films”, *Chemical Engineering Progress*, Jg. 48, S. 557–563, 11 1952.

-
- [56] Telles, A. S. und Dukler, A. E., “Statistical Characteristics of Thin, Vertical, Wavy, Liquid Films”, *Industrial & Engineering Chemistry Fundamentals*, Jg. 9, S. 412–421, 3 1970, ISSN: 0196-4313. DOI: 10.1021/i160035a018.
- [57] Chu, K. J. und Dukler, A. E., “Statistical characteristics of thin, wavy films, Part II. Studies of the substrate and its wave structure”, *AIChE Journal*, Jg. 20, S. 695–706, 4 1974, ISSN: 0001-1541. DOI: 10.1002/aic.690200410.
- [58] Chu, K. J. und Dukler, A. E., “Statistical characteristics of thin, wavy films, Part III. Structure of the large waves and their resistance to gas flow”, *AIChE Journal*, Jg. 21, S. 583–593, 3 1975, ISSN: 0001-1541. DOI: 10.1002/aic.690210323.
- [59] Schagen, A., Modigell, M., Dietze, G. und Kneer, R., “Simultaneous measurement of local film thickness and temperature distribution in wavy liquid films using a luminescence technique”, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, Jg. 49, S. 5049–5061, 25-26 2006, ISSN: 00179310. DOI: 10.1016/j.ijheatmasstransfer.2006.06.010.
- [60] Schagen, A., “Methode der laser-induzierten Lumineszenz zur experimentellen Analyse des Stofftransportes in laminar-welligen Flüssigkeitsfilmen”, Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, Aachen, 2015.
- [61] Adomeit, P., “Experimentelle Untersuchung der Strömung laminar-welliger Rieselfilme”, Dissertation, Rheinisch-Westfälische Technische Hochschule Aachen, 1996.
- [62] Adomeit, P. und Renz, U., “Hydrodynamics of three-dimensional waves in laminar falling films”, *International Journal of Multiphase Flow*, Jg. 26, S. 1183–1208, 7 2000, ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/S0301-9322(99)00079-8.
- [63] Charogiannis, A., An, J. S. und Markides, C. N., “A simultaneous planar laser-induced fluorescence, particle image velocimetry and particle tracking velocimetry technique for the investigation of thin liquid-film flows”, *Experimental Thermal and Fluid Science*, Jg. 68, S. 516–536, 2015, ISSN: 08941777. DOI: 10.1016/j.expthermflusci.2015.06.008.
- [64] Charogiannis, A., Denner, F., van Wachem, B. G. M., Kalliadasis, S. und Markides, C. N., “Detailed hydrodynamic characterization of harmonically excited falling-film flows, A combined experimental and computational study”, *Physical Review Fluids*, Jg. 2, S. 3, 1 2017. DOI: 10.1103/PhysRevFluids.2.014002.
- [65] Kunkel, M. und Schulze, J., “Noncontact measurement of central lens thickness”, *Glass Science and Technology*, Jg. 5, S. 245–247, 78 2005.
- [66] Freystein, M., “Experimentelle Untersuchungen zur Wandfilmdynamik und zur Zerstäubung von Flüssigkeiten”, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2018.
- [67] Lel, V. V., Al-Sibai, F., Leefken, A. und Renz, U., “Local thickness and wave velocity measurement of wavy films with a chromatic confocal imaging method and a fluorescence intensity technique”, *Experiments in Fluids*, Jg. 39, S. 856–864, 5 2005, ISSN: 0723-4864. DOI: 10.1007/s00348-005-0020-x.
- [68] Lu, Y., Stehmann, F., Yuan, S. und Scholl, S., “Falling film on a vertical flat plate – Influence of liquid distribution and fluid properties on wetting behavior”, *Applied Thermal Engineering*, Jg. 123, S. 1386–1395, 2017, ISSN: 13594311. DOI: 10.1016/j.applthermaleng.2017.05.110.

- [69] Morison, K. R., Worth, Q. und O’dea, N. P., “Minimum Wetting and Distribution Rates in Falling Film Evaporators”, *Food and Bioproducts Processing*, Jg. 84, S. 302–310, 4 2006, ISSN: 09603085. DOI: 10.1205/fbp06031.
- [70] Morison, K. R. und Tandon, G., “Minimum Wetting Rates for Falling Films on Stainless Steel”, *Developments in Chemical Engineering and Mineral Processing*, Jg. 14, S. 153–162, 1-2 2006, ISSN: 09691855. DOI: 10.1002/apj.5500140113.
- [71] Czwick, S., Rösch, P. und Spiegel, L., “Untersuchungen zur Homogenität eines Fallfilms”, Advanced Design Project, Technische Universität Darmstadt, 2014.
- [72] Herwig, H., “Durchströmung schlanker Kanäle”, in *Strömungsmechanik*, Herwig, H., Hrsg., Wiesbaden: Springer Fachmedien Wiesbaden, 2016, S. 203–215, ISBN: 978-3-658-12981-1. DOI: 10.1007/978-3-658-12982-8_15.
- [73] Deutsches Institut für Normung e.V., Hrsg., *Wälzlager - Abdichtungen für Wälzlager - Maße für Filzringe und Filzstreifen*, DIN 5419, 01.05.2010.
- [74] Lel, V. V., *Hydrodynamik und Wärmeübertragung laminar-welliger Rieselfilme*. Göttingen: Sierke, 2008, ISBN: 978-3-86844-026-3.
- [75] Perrot, S., “Beleuchtung ist das A und O!, Auswahl der geeigneten Beleuchtung für Anwendungen in der industriellen Bildverarbeitung”, *Optik & Photonik*, Jg. 5, S. 51–55, 3 2010, ISSN: 18631460. DOI: 10.1002/opph.201190123.
- [76] Thormählen, I., Straub, J. und Grigull, U., “Refractive Index of Water and Its Dependence on Wavelength, Temperature, and Density”, *Journal of Physical and Chemical Reference Data*, Jg. 14, S. 933–945, 4 1985, ISSN: 0047-2689. DOI: 10.1063/1.555743.
- [77] Precitec GmbH & Co. KG. (30.05.2018). Optische Messköpfe, Adresse: https://www.precitec.de/fileadmin/uploads/overview/heads_DE.pdf.
- [78] Schweizer, N., “Multi-Scale Investigation of Nucleate Boiling Phenomena in Microgravity”, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2010.
- [79] Still, M., “Temperaturmessungen und Analyse von Wärme- und Stofftransportvorgängen bei verdunstenden Tropfen”, Dissertation, Technische Universität Darmstadt, 2017.
- [80] Zimmermann, F., “Experimentelle Untersuchungen zur Hydrodynamik und Wärmeübertragung eines angeregten Films”, Masterthesis, Technische Universität Darmstadt, 2017.
- [81] Deutsches Institut für Normung e.V., Hrsg., *Grundlagen der Meßtechnik - Teil 1: Grundbegriffe*, DIN 1319-1, 01.01.1995.
- [82] Preston-Thomas, H., “The International Temperature Scale of 1990 (ITS-90)”, *Metrologia*, Jg. 27, S. 3–10, 1 1990, ISSN: 0026-1394. DOI: 10.1088/0026-1394/27/1/002.
- [83] Preston-Thomas, H., “The International Temperature Scale of 1990 (ITS-90)”, Erratum, *Metrologia*, Jg. 27, S. 107, 2 1990, ISSN: 0026-1394. DOI: 10.1088/0026-1394/27/2/010.
- [84] Shannon, C. E., “Communication in the Presence of Noise”, *Proceedings of the IRE*, Jg. 37, S. 10–21, 1 1949, ISSN: 0096-8390. DOI: 10.1109/JRPROC.1949.232969.
- [85] Takahama, H. und Kato, S., “Longitudinal flow characteristics of vertically falling liquid films without concurrent gas flow”, *International Journal of Multiphase Flow*, Jg. 6, S. 203–215, 3 1980, ISSN: 03019322. DOI: 10.1016/0301-9322(80)90011-7.
- [86] Precitec GmbH & Co. KG. (30.05.2018). Optische Sensoren, Adresse: https://www.precitec.de/fileadmin/uploads/overview/sensors_DE.pdf.

Abbildungsverzeichnis

2.1	Exemplarische Entwicklung eines natürlichen Fallfilms durch Instabilitäten an einer vertikalen Wand entlang der Strömungsrichtung x mit fotografischer Darstellung (links) sowie ein zugehöriges schematisches Filmdickenprofil (rechts) . .	5
2.2	Temperaturfelder in einem hydrodynamisch ausgebildeten nichtsiedenden Flüssigkeitsfilm entlang der Strömungsrichtung für eine konstante Temperatur T_w an der Wand für einen laminaren Film (links) und einen turbulenten Film (rechts) nach Schnabel und Schlünder ^[27]	12
2.3	Thermischer Einlauf als Anwachsen der thermischen Grenzschicht im Flüssigkeitsfilm an einer beheizten Wand bis zur Filmoberfläche nach Aktershev <i>et al.</i> ^[32] . . .	12
3.1	Schema des Versuchsaufbaus	21
3.2	Fotos des Versuchsaufbaus: links Seitenansicht analog zu Abbildung 3.1 und rechts Frontalansicht	21
3.3	Maße der Fallwand mit Heizer- und Thermoelementpositionen	22
3.4	Schnittansicht des Filmlegers	23
3.5	Einfluss des Filmlegers auf die Filmwelligkeit	24
3.6	Frequenzanalyse des Versuchsaufbaus für drei Neigungswinkel β	25
3.7	Vergleich der Beleuchtungsvarianten: (a) Blitz und Lichtformer, (b) LED-Leiste . .	27
3.8	Chromatisch-konfokales Abstandsmessprinzip nach Kunkel und Schulze ^[65]	28
3.9	Chromatisch-konfokale Schichtdickenmessung eines transparenten Materials nach Kunkel und Schulze ^[65]	29
3.10	Unterschiedliche Ausführungen von Mantelthermoelementen	31
3.11	CHR-Schichtdickenrekonstruktion aus einem Abstandssignal	34
3.12	CHR-Daten der Filmdicke mit und ohne rekonstruierten Datenpunkten	35
3.13	Für die Wellenlängenbestimmung wird das Rohbild (a) durch eine Belichtungs- und Objektivkorrektur optimiert (b). Aus den Abständen der Maxima in den Intensitätsverläufen kann die Wellenlänge berechnet werden (c).	36
4.1	Normierte Filmdicke h/\bar{h} über der Zeit τ ohne Wellenanregung und ohne Wandbeheizung an vier Abständen x zum Filmleger für $Re = 120$ und 240 sowie $\beta = 15^\circ$ und 90°	41
4.2	Normierte Filmdicke h/\bar{h} über der Zeit τ ohne Wellenanregung an vier Abständen x zum Filmleger für $Re = 120$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ (links) und $Re = 240$, $\beta = 90^\circ$ sowie $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ (rechts)	42
4.3	Normierte Filmdicke h/\bar{h} über drei Perioden N für vier Anregungsfrequenzen f_A mit $A_A = 20 \text{ }\mu\text{m}$ an vier Abständen x zum Filmleger für $Re = 120$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$	43

4.4	Normierte Filmdicke h/\bar{h} über drei Perioden N für zwei Anregungsfrequenzen f_A mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ an vier Abständen x zum Filmleger für $Re = 120$, $\beta = 45^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$	44
4.5	FFT eines natürlichen Fallfilms ohne Wandbeheizung an vier Abständen x zum Filmleger für $Re = 120$ mit Neigungswinkeln von $\beta = 15^\circ$ (links) und 90° (rechts)	45
4.6	FFT eines natürlichen Fallfilms ohne Wandbeheizung an vier Abständen x zum Filmleger für $Re = 240$ mit Neigungswinkeln von $\beta = 15^\circ$ (links) und 90° (rechts)	46
4.7	FFT eines mit $f_A = 20 \text{ Hz}$ (links) und 50 Hz (rechts) mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ angeregten Fallfilms, $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$, $Re = 120$ und $\beta = 45^\circ$ an vier Abständen x zum Filmleger	47
4.8	Entwicklung der mittleren Filmdicke \bar{h} mit der Standardabweichung s über dem Abstand x zum Filmleger eines natürlichen Films mit $Re = 120$ (links) und 240 (rechts) für vier Neigungswinkel β ohne Wandbeheizung	48
4.9	Vergleich der Entwicklung der mittleren Filmdicke h mit der Standardabweichung s über dem Abstand x zum Filmleger ohne Wellenanregung zwischen einem unbeheizten und einem beheizten Film für vier Neigungswinkel mit $Re = 120$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ (links) und $Re = 240$ und $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ (rechts)	49
4.10	Mittlere Filmdicke \bar{h} mit Standardabweichung s normiert mit der Filmdicke für eine laminare Strömung h_{lam} über der Anregungsfrequenz f_A für zwei Reynolds-Zahlen Re (für $Re = 120$ mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ und $Re = 240$ mit $A_A = 30 \mu\text{m}$), zwei Neigungswinkel β und drei Abstände x zum Filmleger ohne Wandbeheizung . . .	51
4.11	Einfluss der Anregungsamplitude A_A auf die Entwicklung der Wellenmaxima h_{max} normiert mit der mittleren Filmdicke \bar{h} über der Anregungsfrequenz f_A mit der Reynolds-Zahl $Re = 240$ für die Neigungswinkel $\beta = 15^\circ$ (links) und $\beta = 45^\circ$ (rechts) an zwei Abständen x zum Filmleger ohne Wandbeheizung .	53
4.12	Direkter Vergleich zweier Anregungsamplituden A_A auf die Entwicklung der Wellenmaxima h_{max} normiert mit der mittleren Filmdicke \bar{h} über der Anregungsfrequenz f_A mit der Reynolds-Zahl $Re = 240$ und den Neigungswinkeln $\beta = 15^\circ$ (links) und 90° (rechts) an zwei Abständen x zum Filmleger ohne Wandbeheizung	53
4.13	Direkter Vergleich des Einflusses der Wärmestromdichte \dot{q} auf die Wellenmaxima h_{max} normiert mit der mittleren Filmdicke \bar{h} über der Anregungsfrequenz f_A mit $A_A = 30 \mu\text{m}$ für $Re = 240$ und $\beta = 15^\circ$ (links) und 45° (rechts)	54
4.14	Je drei Messungen der normierten maximalen Filmdicke h_{max} / \bar{h} im gesamten Messbereich (linke Ordinatenachse, ausgefüllte Marker) und deren Position als Abstand x zum Filmleger (rechte Ordinatenachse, leere Marker) über der Anregungsfrequenz f_A für $Re = 120$ mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ sowie 240 mit $A_A = 30 \mu\text{m}$, $\beta = 15^\circ$ sowie 90° und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$	55
4.15	Einfluss der Anregungsamplitude A_A auf die Entwicklung der Wellenminima h_{min} normiert mit der mittleren Filmdicke \bar{h} für unbeheizte Filme über der Anregungsfrequenz f_A mit der Reynolds-Zahl $Re = 240$ für die Neigungswinkel $\beta = 15^\circ$ (links) und $\beta = 45^\circ$ (rechts) an zwei Abständen x zum Filmleger ohne Wandbeheizung	57

4.16	Je drei Messungen der normierten minimalen Filmdicke h_{\min} / \bar{h} im gesamten Messbereich (linke Ordinatenachse, ausgefüllte Marker) und deren Position als Abstand x zum Filmleger (rechte Ordinatenachse, leere Marker) über der Anregungsfrequenz f_A für $Re = 120$ mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ und $\beta = 90^\circ$ (links) sowie $Re = 240$ mit $A_A = 30 \mu\text{m}$ und $\beta = 15^\circ$ (rechts) und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$	58
4.17	Verteilung der normierten Filmdicke h/\bar{h} ohne Wandbeheizung und ohne Wellenanregung für $Re = 120$ und 240 und $\beta = 15^\circ$ und 90° an vier Abständen x zum Filmleger	59
4.18	Verteilung der normierten Filmdicke h/\bar{h} ohne Wellenanregung für $Re = 120$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ (links) und $Re = 240$, $\beta = 90^\circ$ und $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ (rechts) an vier Abständen x zum Filmleger	60
4.19	Verteilung der normierten Filmdicke h/\bar{h} für vier Anregungsfrequenzen f_A mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ für $Re = 120$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ an vier Abständen x zum Filmleger	62
4.20	Verteilung der normierten Filmdicke h/\bar{h} für zwei Anregungsfrequenzen f_A mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ für $Re = 120$, $\beta = 45^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ an vier Abständen x zum Filmleger	62
4.21	Verteilung der normierten Filmdicke h/\bar{h} für die Anregungsfrequenzen von $f_A = 1 \text{ Hz}$ bis 80 Hz (links) und $f_A = 1 \text{ Hz}$ bis 20 Hz (rechts) mit $A_A = 20 \mu\text{m}$, $Re = 120$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ an drei Abständen x zum Filmleger	63
4.22	Verteilung der normierten Filmdicke h/\bar{h} für die Anregungsfrequenzen von $f_A = 1 \text{ Hz}$ bis 80 Hz (links) und $f_A = 1 \text{ Hz}$ bis 20 Hz (rechts) mit $A_A = 20 \mu\text{m}$, $Re = 120$, $\beta = 45^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ an drei Abständen x zum Filmleger	64
4.23	Verteilung der normierten Filmdicke h/\bar{h} für die Anregungsfrequenzen von $f_A = 1 \text{ Hz}$ bis 80 Hz (links) und $f_A = 1 \text{ Hz}$ bis 20 Hz (rechts) mit $A_A = 30 \mu\text{m}$, $Re = 240$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ an drei Abständen x zum Filmleger	65
4.24	Verteilung der normierten Filmdicke h/\bar{h} für die Anregungsfrequenzen von $f_A = 1 \text{ Hz}$ bis 80 Hz (links) und $f_A = 1 \text{ Hz}$ bis 20 Hz (rechts) mit $A_A = 30 \mu\text{m}$, $Re = 240$, $\beta = 45^\circ$ und $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ an drei Abständen x zum Filmleger	65
4.25	Wellenlänge λ mit der Standardabweichung s über der Anregungsfrequenz f_A mit vier Neigungswinkeln β für $Re = 120$ mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ (links) sowie $Re = 240$ mit $A_A = 30 \mu\text{m}$ (rechts)	67
4.26	Wellengeschwindigkeit w_{Welle} normiert mit der mittleren Filmgeschwindigkeit eines laminaren Films \bar{v}_{lam} nach Nußelt ^[5] mit der Standardabweichung s über der Anregungsfrequenz f_A mit vier Neigungswinkeln β für $Re = 120$ mit $A_A = 20 \mu\text{m}$ (links) sowie $Re = 240$ mit $A_A = 30 \mu\text{m}$ (rechts)	67
4.27	Vergleich der experimentellen Daten mit der Korrelation für die dimensionslose maximale Wellenhöhe N_{hp} (links) und der dimensionslosen Geschwindigkeit N_{uw} (rechts) nach Nosoko <i>et al.</i> ^[25] und den numerischen Ergebnissen von Yu <i>et al.</i> ^[3]	68
4.28	Vergleich der experimentellen Daten mit der angepassten Korrelation für die dimensionslose maximale Wellenhöhe N_{hp} (links) und der dimensionslosen Geschwindigkeit N_{uw} (rechts) nach Nosoko <i>et al.</i> ^[25]	69

4.29	Wandtemperaturverlauf $T_x - T_{x_0}$ über dem Abstand x zum Filmleger für einen natürlichen Film ohne Wellenanregung und vier Neigungswinkel β mit $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ und $Re = 120$ (links) sowie 240 (rechts)	71
4.30	Wandtemperaturverlauf $T_x - T_{x_0}$ über dem Abstand x zum Filmleger für einen natürlichen Film ohne Wellenanregung und vier Neigungswinkel β mit $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ und $Re = 240$	72
4.31	Dimensionslose Temperatur ϑ über der Anregungsfrequenz f_A an vier Abständen x zum Filmleger für $\beta = 30^\circ$, $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ und $Re = 120$ mit $A_A = 20 \text{ }\mu\text{m}$ (links) sowie $Re = 240$ mit $A_A = 30 \text{ }\mu\text{m}$ (rechts)	73
4.32	Einfluss der Anregungsamplitude A_A auf die dimensionslose Temperatur ϑ über der Anregungsfrequenz f_A an zwei Abständen x zum Filmleger für $\beta = 30^\circ$, $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ und $Re = 120$ (links) sowie 240 (rechts)	74
4.33	Einfluss des Neigungswinkels β auf die dimensionslose Temperatur ϑ über der Anregungsfrequenz f_A mit $A_A = 30 \text{ }\mu\text{m}$ an fünf Abständen x zum Filmleger für $Re = 240$, $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ und $\beta = 15^\circ$ (links) sowie 90° (rechts)	75
4.34	Einfluss der Wärmestromdichte \dot{q} auf die dimensionslose Temperatur ϑ über der Anregungsfrequenz f_A mit $A_A = 30 \text{ }\mu\text{m}$ an drei Abständen x zum Filmleger für $Re = 240$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$ (links) sowie $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$ (rechts) . . .	76
4.35	Vergleich der dimensionslosen Temperatur ϑ über der Anregungsfrequenz f_A mit der normierten Filmdicke h/\bar{h} über drei Perioden N an drei Abständen x für die drei Anregungsfrequenzen $f_A = 5 \text{ Hz}$, 40 Hz und 70 Hz mit $Re = 120$, $A_A = 20 \text{ }\mu\text{m}$, $\beta = 15^\circ$ und $\dot{q} = 8 \text{ kW m}^{-2}$	77
4.36	Vergleich der dimensionslosen Temperatur ϑ über der Anregungsfrequenz f_A mit der normierten Filmdicke h/\bar{h} über drei Perioden N an drei Abständen x für die drei Anregungsfrequenzen $f_A = 10 \text{ Hz}$, 40 Hz und 80 Hz mit $Re = 240$, $A_A = 30 \text{ }\mu\text{m}$, $\beta = 30^\circ$ und $\dot{q} = 16 \text{ kW m}^{-2}$	78

Tabellenverzeichnis

2.1	Laminar wellenfreier Strömungsbereich nach Literatur ^[1,14,15] mit den Stoffdaten von Wasser ^[16] für eine Temperatur von $t = 25\text{ °C}$ und einem Neigungswinkel von $\beta = 90^\circ$	5
2.2	Bereiche der Filmströmungen nach Ishigai <i>et al.</i> ^[15] mit den Stoffdaten von Wasser ^[16] für eine Temperatur von $t = 25\text{ °C}$ und einem Neigungswinkel von $\beta = 90^\circ$	6
2.3	Bereiche der Filmströmungen nach Al-Sibai ^[17] mit den Stoffdaten von Wasser ^[16] für eine Temperatur von $t = 25\text{ °C}$ und einem Neigungswinkel von $\beta = 90^\circ$	6
3.1	Ausgewählte Eigenschaften der CHR-Messköpfe ^[77]	29
3.2	Kameraeinstellungen für fotografische Aufnahmen der Filmoberfläche	32
3.3	Liste der Messunsicherheiten	37
4.1	Parameter der Versuche	39
A.1	Liste der Bauteile, Geräte und Komponenten des Fluidkreislaufs	99
A.2	Liste der Bauteile, Geräte und Komponenten der Filmkonditionierung	100
A.3	Liste der Bauteile, Geräte und Komponenten der optischen Messtechnik	100
A.4	Liste der Bauteile, Geräte und Komponenten des experimentellen Aufbaus	101
A.5	Liste der verwendeten Materialien	101
A.6	Liste der verwendeten Software	101



A.1 Bauteile, Geräte und Komponenten des experimentellen Aufbaus

Tabelle A.1: Liste der Bauteile, Geräte und Komponenten des Fluidkreislaufs

Gerät	Beschreibung	Firma
Umwälzkühler	Unichiller 020Tw-H	Peter Huber Kältemaschi- nenbau AG
Pumpe	Dosierpumpe MD 05-6LT	SEEPEX GmbH
Massedurchflussmesser	Coriolis UMC4-B11A00H, kalibrierter Messbereich 0 kg h^{-1} bis 1000 kg h^{-1} mit einer maximalen Unsicherheit im verwendeten Bereich von $\pm 0,4 \%$	Heinrichs Messtechnik GmbH
Feinfilter	GENO [®] -Feinfilter FS-B mit $20 \mu\text{m}$ Filterkerze	Grünbeck Wasseraufbe- reitung GmbH

Tabelle A.2: Liste der Bauteile, Geräte und Komponenten der Filmkonditionierung

Gerät	Beschreibung	Firma
Lineartisch	Verschiebetische VT 45, 25 mm Stellweg mit Feingewindespindel	OWIS GmbH
Messuhr	Präzisions-Messuhr, $\pm 0,01$ mm	RS Components GmbH
Funktions-Generator	HM8030-6 mit Grundgerät HM8001-2	Rohde & Schwarz GmbH & Co. KG
4-Quadranten-Verstärker	TOE 7621-40	TOELLNER Electronic Instrumente GmbH
Audioverstärker	Palladium 1200 Vintage	DAP Audio
Lautsprecher (Tieftöner)	Tieftöner GF 200, 120 W, $2 \times 4 \Omega$	VISATON GmbH & Co. KG

Tabelle A.3: Liste der Bauteile, Geräte und Komponenten der optischen Messtechnik

Gerät	Beschreibung	Firma
Spiegelreflexkamera	D7000 D90	Nikon GmbH
Objektive	D7000 mit AT-X 11-16 F2.8 PRO DX D90 mit AT-X 11-20 F2.8 PRO DX	Tokina
LED-Leiste	CRI90+, Abstrahlwinkel 120°, bis zu 2052 lm pro Leiste	Nichia
Blitzgerät	Speedlite YN560 Mark II	Yongnuo
Schichtdickenmesstechnik	Optischer Sensor CHRcodile M4	Precitec Optronik GmbH ^[86]

Tabelle A.4: Liste der Bauteile, Geräte und Komponenten des experimentellen Aufbaus

Gerät	Beschreibung	Firma
Elektrische Linearschiene	T-LSR300A	Zaber Technologies Inc.
Netzteil	EA-PS 8360-30	EA Elektro-Automatik GmbH & Co. KG
Heizer	Silikon-Heizmatte	Friedr. Freek GmbH
3D-Konfokalmikroskop	µsurf expert	NanoFocus AG
Wasserwaage	Elektrische Digital-Wasserwaage, 0° bis 90° ± 0,2°	Vogel Germany GmbH & Co. KG
Thermoelemente	Typ K	Temperatur Messelemente Hettstedt GmbH
SCXI-System	Messkarte: PCI-6289 Chassis: SCXI-1000 Spannungsmessmodul: SCXI-1102 Anschlussblock: SCXI-1303	National Instruments

Tabelle A.5: Liste der verwendeten Materialien

Verwendung	Material
Fallwand und Filmleger	Edelstahl 1.4301
Seitewände und Isolation der Rückseite des Heizers	Makrolon® Titan, Bayer MaterialScience GmbH
Beschichtung der Seitenwände aus Präzisions-Lehrenband (Dicke: 0,01 mm)	Edelstahl 1.4301

Tabelle A.6: Liste der verwendeten Software

Name	Hersteller
COMSOL Multiphysics 5.3	COMSOL Multiphysics GmbH
LabVIEW	National Instruments
MATLAB	The MathWorks, Inc.

